THESE

présentée à l'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE et MEDICALE de GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR - INGENIEUR

par

Jean CHILO

*

ENSEMBLE DE SPECTROMETRIE A HAUTE SENSIBILITE
APPLICATION A L'ETUDE DES CORPS FERROMAGNETIQUES

*

Soutenue le 28 SEPTEMBRE 1973 devant la Commission d'Examen.

JURY

Monsieur A. COUMES — Président.

Messieurs R. LANCIA, Ph. CŒURÉ — Examinateurs.

THESE

présentée à l'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE et MEDICALE de GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR - INGENIEUR

par

Jean CHILO

*

ENSEMBLE DE SPECTROMETRIE A HAUTE SENSIBILITE APPLICATION A L'ETUDE DES CORPS FERROMAGNETIQUES

*

Soutenue le 28 SEPTEMBRE 1973 devant la Commission d'Examen.

JURY

Monsieur A. COUMES — Président,

Messieurs R. LANCIA, Ph. CŒURÉ — Examinateurs.

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

PRESIDENT : Monsieur *Michel SOUTIF* - VICE-PRESIDENT : Monsieur *Gabriel CAU*

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC	P.	Mécanique des fluides
	ARNAUD	G.	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD	P.	Chimie
	AUBERT	G.	Physique
	AYANT	Y.	Physique approfondie
Mme	BARBIER	M.J.	Electrochimie
MM.	BARBIER	J.C.	Physique expérimentale
	BARBIER	R.	Géologie appliquée
	BARJON	R.	Physique nucléaire
	BARNOUD	F.	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA	J.R.	Statistiques
	BARRIE	J.	Clinique chirurgicale
	BENOIT	J.	Radioélectricité
	BERNARD	A.	Mathématiques pures
	BESSON	J.	Electrochimie
	BEZES	H.	Chirurgie générale
	BLAMBERT	M.	Mathématiques pures
	BOLLIET	L.	Informatique (I.U.T. B)
	BONNET	G.	Electrotechnique
	BONNET	J.L.	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD	J.	Pathologie mèdicale
	BONNIER	E.	Electrochimie, électrométallurgie
	BOUCHERLE	A.	Chimie et toxicologie
	BOUCHEZ	R.	Physique nucléaire
	BOUSSARD	J.C.	Mathématiques appliquées
	BRAVARD	Y.	Géographie
	BRISSONNEAU	P.	Physique du solide
	BUYLE-BODIN	M.	Electronique
	CABANAC	J.	Pathologie chirurgicale
	CABANEL	G.	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS	F.	Anatomie
	CARRAZ	G.	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU	G.	Médecine légale et toxicologie
	CAUQUIS	G.	Chimie organique
	CHABAUTY	C	Mathématiques pures
	CHARACHON	R.	Oto-rhino-laryngologie
	CHATEAU	R.	Thérapeutique
	CHENE	M.	Chimie papetière
	COEUR	A.	Pharmacie chimique
	CONTAMIN	R.	Clinique gynécologique
	COUDERC	P.	Anatomie pathologique
	CRAYA	A.	Mécanique
Mme	DEBELMAS	A.M.	Matière médicale

UNIV. LEIDEN BIBL.

MM.	DEBELMAS	J.	Géologie générale
	DEGRANGE	C.	Zoologie
	DESRE	P.	Métallurgie
	DESSAUX	G.	Physiologie animale
	DODU	J.	Mécanique appliquée
	DOLIQUE	J.M.	Physique des plasmas
	DREYFUS	B.	Thermodynamique
	DUCROS	P.	Cristallographie
	DUGOIS	P.	Clinique de dermatologie et syphiligraphie
	FAU	R.	Clinique neuro-psychiatrique
	FELICI	N.	Electrostatique
	GAGNAIRE	D.	Chimie physique
	GALLISSOT	F.	Mathématiques pures
	GALVANI	O.	Mathématiques pures
	GASTINEL	N.	Analyse numérique
	GEINDRE	M.	Electroradiologie
	GERBER	R.	Mathématiques pures
	GIRAUD	P.	Géologie
	KLEIN	J.	Mathématiques pures
Mme	KOFLER	L.	Botanique et physiologie végétale
MM.	KOSZUL	J.L.	Mathématiques pures
	KRAVTCHENKO	J.	Mécanique
	KUNTZMANN	J.	Mathématiques appliquées
	LACAZE	A.	Thermodynamique
	LACHARME	J.	Biologie végétale
	LAJZEROWICZ	J.	Physique
	LATREILLE	R.	Chirurgie générale
	LATURAZE	J.	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT	P.	Mathématiques appliquées
	LEDRU	J.	Clinique médicale B
	LLIBOUTRY	L.	Géophysique
	LOUP	J.	Géographie
Mle	LUTZ	E.	Mathématiques pures
MM.	MALGRANGE	B.	Mathématiques pures
	MALINAS	Y.	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOËL	P.	Séméiologie médicale
	MASSEPORT	J.	Géographie
	MAZARE	Y.	Clinique médicale A
	MICHEL	R.	Minéralogie et pétrographie
	MOURIQUAND	C.	Histologie
	MOUSSA	A.	Chimie nucléaire
	NEEL	L.	Physique du solide
	OZENDA	P.	Botanique
	PAUTHENET	R.	Electrotechnique
	PAYAN	J.J.	Mathématiques pures
	PEBAY-PEROULA	J.C.	Physique
	PERRET	R.	Servomécanismes
	PILLET	E.	Physique industrielle
	RASSAT	A.	Chimie systématique
	RENARD	M.	Thermodynamique
	REULOS	R.	Physique industrielle
	RINALDI	R.	Physique

MM.	ROGET	J.	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON	L.	Mécanique
	SEIGNEURIN	R.	Microbiologie et hygiène
	SENGEL	P.	Zoologie
	SILBERT	R.	Mécanique des fluides
	SOUTIF	M.	Physique générale
	TANCHE	M.	Physiologie
	TRAYNARD	P.	Chimie générale
	VAILLAND	F.	Zoologie
	VALENTIN	J.	Physique nucléaire
	VAUQUOIS	B.	Calcul électronique
Mme	VERAIN	A.	Pharmacie galénique
M.	VERAIN	A.	Physique
Mme	VEYRET	G.	Géographie
MM.	VEYRET	P.	Géographie
	VIGNAIS	P.	Biochimie médicale
	YOCCOZ	J.	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BULLEMER	B.	Physique
	HANO JUN-ICHI		Mathématiques pures
	STEPHENS	M.	Mathématiques appliquées

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M.	BEAUDOING	A.	Pédiatrie
Mme	BERTRANDIAS	F.	Mathématiques pures
MM.	BERTRANDIAS	J.P.	Mathématiques appliquées
	BIAREZ	J.P.	Mécanique
	BONNETAIN	L.	Chimie minérale
Mme	BONNIER	J.	Chimie générale
MM.	CARLIER	G.	Biologie végétale
	COHEN	J.	Electrotechnique
	COUMES	A.	Radioélectricité
	DEPASSEL	R.	Mécanique des fluides
	DEPORTES	C.	Chimie minérale
	GAUTHIER	Y.	Sciences biologiques
	GAVEND	M.	Pharmacologie
	GERMAIN	J.P.	Mécanique
	GIDON	P.	Géologie et minéralogie
	GLENAT	R.	Chimie organique
	HACQUES	G.	Calcul numérique
	JANIN	B.	Géographie
Mme	KAHANE	J.	Physique
MM.	MULLER	J.M.	Thérapeutique
	PERRIAUX	J.J.	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF	M.	Electrotechnique
	REBECQ	J.	Biologie (C.U.S.)
	REVOL	M.	Urologie
	REYMOND	J.C.	Chirurgie générale
	ROBERT	A.	Chimie papetière

MM.	DE ROUGEMONT	J.	Neurochirurgie
	SARRAZIN	R.	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD	J.	Géologie
	SIBILLE	R.	Construction mécanique
	SIROT	L.	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF	J.	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET
MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mle	AGNIUS-DELORD	C.	Physique pharmaceutique
Mle	ALARY	J.	Chimie analytique
MM.	AMBLARD	P.	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS	P.	Parasitologie
	ARMAND	Y.	Chimie
	BEGHIN	C.	Chimie organique
	BELORIZKY	E.	Physique
	BENZAKEN	C.	Mathématiques appliquées
	BILLET	J.	Géographie
	BLIMAN	S.	Electronique (E.N.S.E.R.)
	BLOCH	D.	Electrotechnique
Mme	BOUCHE	L.	Mathématiques (C.U.S.)
MM.	BOUCHET	Y.	Anatomie
	BOUVARD	M.	Mécanique des fluides
	BRODEAU	F.	Mathématiques (I.U.T. B)
	BRUGEL	L.	Energétique
	BUISSON	R.	Physique
	BUTEL	J.	Orthopédie
	CHAMBAZ	E.	Biochimie médicale
	CHAMPETIER	J.	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA	J.	Biologie appliquée (E.F.P.)
	CHIBON	P.	Biologie animale
	COHEN-ADDAD	J.P.	Spectrométrie physique
	COLOMB	M.	Biochimie médicale
	CONTE	R.	Physique
	COULOMB	M.	Radiologie
	CROUZET	G.	Radiologie
	DURAND	F.	Métallurgie
	DUSSAUD	R.	Mathématiques (C.U.S.)
Mme	ETERRADOSSI	J.	Physiologie
MM.	FAURE	J.	Médecine générale
	GENSAC	P.	Botanique
	GIDON	M.	Géologie
	GRIFFITHS	M.	Mathématiques appliquées
	GROULADE	J.	Biochimie médicale
	HOLLARD	D.	Hématologie
	HUGONOT	R.	Hygiène et médecine préventive
	IDELMAN	S.	Physiologie animale
	IVANES	M.	Electricité
	JALBERT	P.	Histologie
	JOLY	J.R.	Mathématiques pures
	JOUBERT	J.C.	Physique du solide

MM.	JULLIEN	P.	Mathématiques pures
	KAHANE	A.	Physique générale
	KUHN	G.	Physique
	LACOUME	J.L.	Physique
Mme	LAJZEROWICZ	J.	Physique
MM.	LANCIA	R.	Physique atomique
	LE JUNTER	N.	Electronique
	LEROY	P.	Mathématiques
	LOISEAUX	J.M.	Physique nucléaire
	LONGEQUEUE	J.P.	Physique nucléaire
	LUU DUC	C.	Chimie organique
	MACHE	R.	Physiologie végétale
	MAGNIN	R.	Hygiène et médecine préventive
	MARECHAL	J.	Mécanique
	MARTIN-BOUYER	M.	Chimie (C.U.S.)
	MAYNARD	R.	Physique du solide
	MICHOULIER	J.	Physique (I.U.T. A)
	MICOUD	M.	Maladies infectieuses
	MOREAU	R.	Hydraulique (I.N.P.)
	NEGRE	R.	Mécanique
	PARAMELLE	B.	Pneumologie
	PECCOUD	F.	Analyse (I.U.T. B)
	PEFFEN	R.	Métallurgie
	PELMONT	J.	Physiologie animale
	PERRET	J.	Neurologie
	PERRIN	L.	Pathologie expérimentale
	PFISTER	J.C.	Physique du solide
	PHELIP	X.	Rhumatologie
Mle	PIERY	Y.	Biologie animale
MM.	RACHAIL	M.	Médecine interne
	RACINET	C.	Gynécologie et obstétrique
	RENAUD	M.	Chimie
	RICHARD	L.	Botanique
Mme	RINAUDO	M.	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER	G.	Mathématiques (I.U.T. B)
	SHOM	J.C.	Chimie générale
	STIEGLITZ	P.	Anesthésiologie
	STOEBNER	P.	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM	B.	Mathématiques appliquées
	VEILLON	G.	Mathématiques appliquées (I.N.P.)
	VIALON	P.	Géologie
	VOOG	R.	Médecine interne
	VROUSSOS	C.	Radiologie
	ZADWORNY	F.	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS	G.	Radioélectricité
	CHEEKE	J.	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT	H.	Mathématiques
	STUARD	S.	Mathématiques pures
	YACOUD	M.	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL	H.	Physiologie
Mme	RENAUDET	J.	Microbiologie.

S O M M A I R E

Pages :

Chapitre 1 - CALCUL DE L'IMPEDANCE DE SURFACE D'UN ECHANTILLON EN FORME DE DISQUE 1

1.1. Les équations de MAXWELL 1
1.2. Equation d'onde 2
1.3. Tenseur de perméabilité 3
1.4. Tenseur de permittivité 7
1.5. Propriétés des modes 9
Tracé théorique de k_1 et k_2 13
Tracé théorique de k_3 et k_4 14
1.6. Impédance d'onde et impédance de surface 15
Expression de l'impédance de surface 17
Conditions aux limites sur l'aimantation 18
1.7. Tracé théorique de l'impédance de surface 19
1.8. Remarques 22
1.9. Etude de la transmission 24

Chapitre 2 - SPECTROMETRE HYPERFREQUENCE 26

2.1. Etude de la sensibilité théorique 26
2.2. Variation de la puissance réfléchie par la cavité 29
2.3. Application 30
2.4. Etude de la cavité 32
2.5. Spectromètre hyperfréquence 37
2.6. Schéma du spectromètre hyperfréquence 40

Chapitre 3 - SPECTROMETRE B.F. ET DETECTION 42

Méthode générale de mesure 42
3.1. Détection synchrone 45
Rappels théoriques 46
Facteur de bruit 48
3.2. Appareillage B.F. de détection 49
Préamplificateur 49
Multiplieur 53
Filtre passe-bas 54
3.3. Modulation du champ magnétique 57
Amplificateur de puissance 58
Commande de la phase 60
Commande du gain 66
3.4. Réalisation de l'ensemble basse fréquence 69
Utilisation de l'ensemble 72

Chapitre 4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX 74

4.1. Préparation des échantillons 74
4.2. Conditions expérimentales de mesure 75
4.3. Présentation des résultats expérimentaux 80
Mesure à température ordinaire 80
Mesure à température de l'azote liquide 82
Mesure à température variable 83
4.4. Exploitation des résultats 86
Détermination des conditions limites 86
Valeur de ν_m 86
Notion d'épaisseur effective 86
Variation du champ de résonance en fonction de la température 88

CONCLUSION 91
Annexe 1 - REGLAGE DU DISCRIMINATEUR HYPERFREQUENCE 92
Annexe 2 - CALCUL DU COEFFICIENT DE REMPLISSAGE 94
Annexe 3 - CALCUL DU RAPPORT $(S/B)_S$ EN SORTIE 96

BIBLIOGRAPHIE 99

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534927_0050

Cette étude a été réalisée au Laboratoire d'Electromagnétisme de l'Université 1 de Grenoble, dans les locaux de l'Ecole Nationale Supérieure d' ELECTRONIQUE et de RADIOELECTRICITE, grâce à l'accueil bienveillant de son Directeur, Monsieur le Professeur *J. BENOIT*.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur *A. COUMES*, Directeur du Laboratoire d'Electromagnétisme, pour l'intérêt avec lequel il a suivi mon travail.

Je prie Monsieur *R. LANCIA* d'accepter mes remerciements pour m'avoir fait l'honneur de participer au Jury.

Je suis également reconnaissant à Monsieur *Ph. CŒURÉ* d'avoir bien voulu participer au Jury de cette thèse.

Je remercie également mes collègues de Laboratoire ainsi que le personnel de l'E.N.S.E.R.G. pour leur esprit d'équipe et leur précieuse collaboration.

I N T R O D U C T I O N

Une onde électromagnétique qui se propage dans un métal ordinaire est caractérisée par un vecteur d'onde $k_e = (1+j)/\delta$ où δ est l'épaisseur de peau classique.

Dans la plupart des travaux réalisés sur les matériaux à caractère magnétique, on suppose généralement cette loi de dispersion vérifiée.

Nous avons déjà proposé une méthode de résolution complète des équations de MAXWELL dans les matériaux conducteurs ferromagnétiques. Nous rappellerons brièvement, dans la première partie de cet exposé, les principales conclusions de cette étude.

Il ressort que, dans ces matériaux, l'onde électromagnétique incidente ne pénètre pas dans le milieu en suivant la loi de dispersion classique liée à l'effet de peau. En effet, l'onde électromagnétique a ses propriétés fortement modifiées par le milieu du fait du couplage qui existe entre les effets à caractère électrocinétique et les effets à caractère magnétique. En diminuant la température, le couplage qui existe entre ces effets augmente. A très basse température, on peut même parler d'effets de plasma magnétique.

Expérimentalement, la mise en évidence de ces phénomènes peut se faire par l'étude de l'impédance de surface du matériau. La méthode utilisée est une méthode de perturbations de cavité. Les variations de puissance engendrées par la cavité étant très faibles, nous sommes amenés à étudier un ensemble de spectrométrie à haute sensibilité. On peut ainsi vérifier la validité

du modèle électromagnétique choisi et, pour le Nickel, préciser certaines valeurs numériques de paramètres, tels que le champ d'échange entre spins voisins H_{ex}, la constante d'anisotropie de surface K_s, le champ d'anisotropie interne H_A, les conditions aux limites sur l'aimantation.

———

Chapitre 1

CALCUL DE L'IMPEDANCE DE SURFACE D'UN ECHANTILLON EN FORME DE DISQUE

1.1. LES EQUATIONS DE MAXWELL

Les vecteurs $\vec{\mathcal{H}}$, $\vec{B}$, $\vec{\mathcal{E}}$, $\vec{\mathcal{D}}$, caractérisent le champ électromagnétique créé par des distributions de charges électriques ρ et de courant $\vec{J}$. Ces grandeurs sont reliées entre elles :

.d'une part par les équations de MAXWELL :

$$\overrightarrow{\text{rot}}\ \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}\ \vec{\mathcal{H}} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}_{\text{eff}}}{\partial t} \qquad (1.1)$$

.d'autre part par l'équation de continuité entre ρ et $\vec{J}$:

$$\text{div}\ \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \qquad (1.2)$$

.enfin par les équations caractéristiques du milieu étudié reliant $\vec{B}$ et $\vec{\mathcal{H}}$ ainsi que $\vec{\mathcal{D}}$ et $\vec{\mathcal{E}}$.

Dans le cas le plus général où le milieu présente un caractère tensoriel pour μ et ε, on a :

$$\begin{aligned} \vec{B} &= [\mu]\ \vec{\mathcal{H}} \\ \vec{D}_{eff} &= [\varepsilon]\ \vec{\mathcal{E}} \end{aligned} \qquad (1.3)$$

1.2. EQUATION D'ONDE

Nous allons étudier la propagation d'une onde électromagnétique dans un tel milieu.

1.2.1. SYSTEME DE REFERENCE

On va limiter l'étude à la propagation d'ondes planes, suivant l'axe $\overrightarrow{Oz}$. On supposera en outre que l'on applique extérieurement un champ magnétique suivant l'axe $\overrightarrow{Oz}$. A toute grandeur réelle A, on fera correspondre une grandeur complexe de la forme : $A_0\, e^{j(kz-\omega t)} = A(z)\, e^{-j\omega t}$.

Dans ce cas, on peut alors prendre $[\mu]$ et $[\varepsilon]$ sous la forme :

$$[\mu] = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_1 & j\mu_2 & 0 \\ -j\mu_2 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{bmatrix}$$

$$[\varepsilon] = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & j\varepsilon_2 & 0 \\ -j\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{bmatrix} \qquad . \quad (1.4)$$

1.2.2. EQUATION D'ONDE

Compte tenu de ces remarques, les équations de MAXWELL peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{rot}\ \vec{E} &= -\,j\,\omega\,\mu_0\,[\mu] \cdot \vec{H} \\ \overrightarrow{rot}\ \vec{H} &= \quad j\,\omega\,\varepsilon_0\,[\varepsilon] \cdot \vec{E} \end{aligned} \qquad . \quad (1.5)$$

Les solutions de ce système s'écrivent alors :

$$k^2 - \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 (\mu_1 + \mu_2)(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) = 0 \quad ; \qquad (1.6)$$

$$k^2 - \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 (\mu_1 - \mu_2)(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) = 0 \quad . \qquad (1.7)$$

1.2.3. REMARQUE

L'étude de la propagation dont le vecteur d'onde $\vec{k}$ est perpendiculaire au champ appliqué $\overrightarrow{H_a}$ aurait donné les solutions [4] :

$$\begin{aligned} k^2 - \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 \frac{\mu_3}{\varepsilon_1} (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) &= 0 \\ k^2 - \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 \frac{\varepsilon_3}{\mu_1} (\mu_1^2 - \mu_2^2) &= 0 \end{aligned} \quad . \qquad (1.8)$$

Dans ces dernières solutions, il n'apparaît pas simultanément le caractère magnétique et électrique du milieu. Ce type de propagation semble moins intéressant que le précédent car il n'offre pas la possibilité de couplage entre effets magnétiques et effets électriques.

Par contre, dans le cas de la propagation parallèle ($\vec{k} \,/\!/\, \overrightarrow{H_a}$), l'équation d'onde montre qu'il peut y avoir propagation, même pour des μ_{eff} et ε_{eff} simultanément négatifs. Ce type de propagation a déjà été envisagé par VESELAGO [5]. Dans la suite des calculs, nous supposerons que l'on a un porteur unique (l'électron) et on s'intéressera à la propagation parallèle.

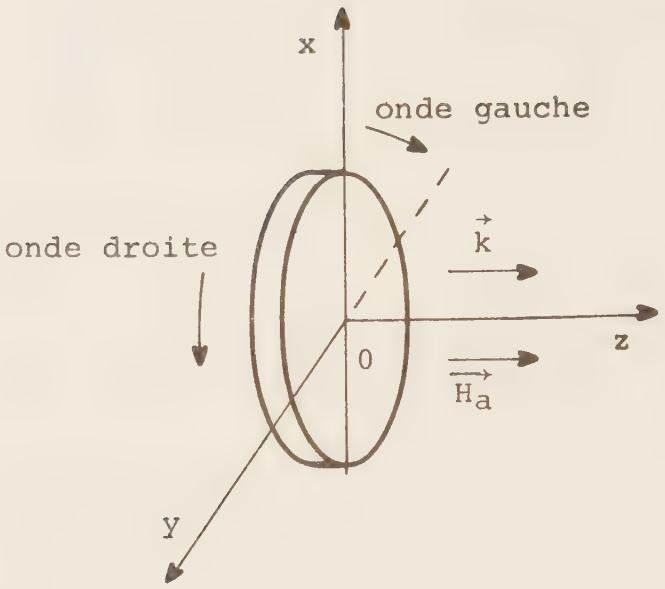
1.3. TENSEUR DE PERMEABILITE

Il est calculé à partir de la relation : $\vec{B} = [\mu] \cdot \vec{H}$.

1.3.1. HYPOTHESES

On se place dans le cas d'un matériau de dimensions très grandes devant l'épaisseur, dont l'orientation est précisée (figure 1.1).

FIGURE 1.1.



Cette géométrie particulière (cas d'un disque par exemple) permet d'écrire que les facteurs démagnétisants ont pour valeurs [6] : $N_x = 0$; $N_y = 0$; $N_z = 4\pi$.

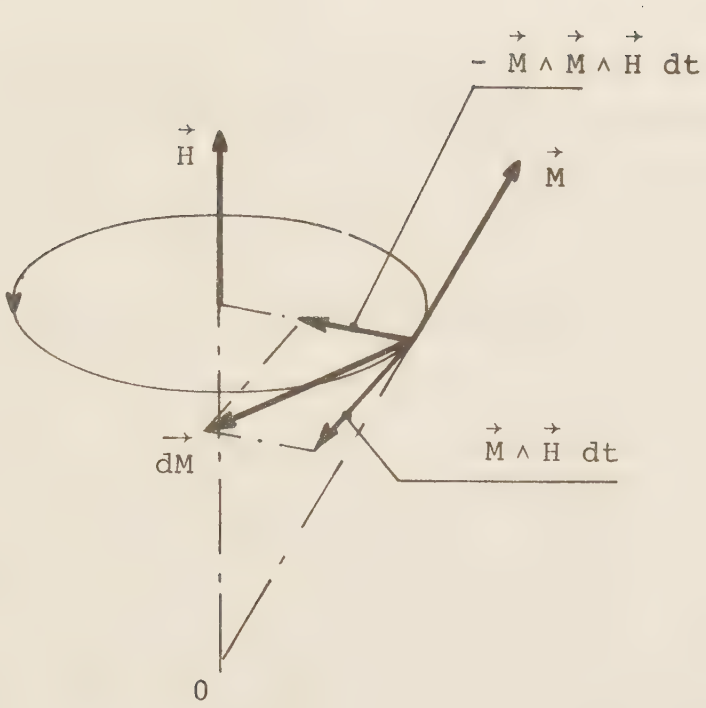
Les calculs sont faits à partir du modèle gyroscopique avec pertes dont l'équation de mouvement est :

$$\frac{\vec{dM}}{dt} = -\gamma \vec{M} \wedge \vec{H} - \nu_m \frac{\vec{M} \wedge \vec{M} \wedge \vec{H}}{M} \qquad (1.9)$$

$\vec{H}$: champ magnétique total dans le milieu,
$\vec{M}$: aimantation totale du matériau,
ν_m : fréquence de relaxation magnétique (constante phénoménologique ne donnant aucune indication quant à la nature des pertes),
γ : rapport gyromagnétique dans le milieu, lié à celui de l'électron libre γ_0 par la relation : $\gamma = \frac{1}{2} g \gamma_0$,
g : facteur de LANDÉ exprimant l'interaction entre moment orbital et moment de spin de l'électron ($\gamma_0 = 2{,}2 \cdot 10^7$ cm/A·s # $2\pi \cdot 2{,}8$ MHz/Oe).

Dans l'équation 1.9, le terme $-\gamma \vec{M} \wedge \vec{H}$ décrit le mouvement de précession pur du vecteur aimantation ; le terme $-\nu_m \frac{\vec{M} \wedge \vec{M} \wedge \vec{H}}{M}$ (LANDAU-LIFCHITZ) exprime l'amortissement toujours présent dans un système réel (figure 1.2).

FIGURE 1.2.



1.3.2. MISE EN EQUATION

On désigne par :

$$\vec{m}(z,t) = \vec{m_0}(z)\, e^{-j\omega t} \quad ,$$

$$\vec{h}(z,t) = \vec{h_0}(z)\, e^{-j\omega t} \quad ,$$

les composantes alternatives (en fonction du temps) de l'aimantation et du champ magnétique.

L'aimantation totale et le champ magnétique total s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} \vec{M} &= \vec{M_i} + m_0(z)\, e^{-j\omega t} \\ \vec{H} &= \vec{H_i} + h_0(z)\, e^{-j\omega t} \end{aligned} \quad . \qquad (1.10)$$

Dans ces relations, $\vec{M_i}$ est l'aimantation intérieure, constante en fonction du temps.

Dans notre géométrie particulière, et si l'on suppose le matériau saturé, nous avons :

$$\vec{M_i} = \left| \begin{array}{l} 0 \\ 0 \\ M_S \end{array} \right. \qquad (1.11)$$

(M_S : aimantation à saturation).

De même, $\vec{H_i}$ est le champ magnétique interne, constant en fonction du temps. Il se décompose en [8] :

$$\vec{H_i} = \vec{H_a} + \vec{H_d} + \vec{H_A} + \alpha\, a^2\, \frac{\overrightarrow{\partial^2 M}}{\partial z^2} \qquad (1.12)$$

$\vec{H_a}$: champ magnétique appliqué ;

$\vec{H_d}$: champ démagnétisant, fonction de la géométrie du milieu ; dans notre cas : $\vec{H_d} = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ -4\pi M_S \end{vmatrix}$;

$\vec{H_A}$: champ interne d'anisotropie. Il est faible à température ordinaire, mais augmente rapidement lorsque la température diminue [31]. Nous ne l'introduirons pas dans l'étude théorique car il est difficile de calculer sa valeur. Ses effets se manifestent par une simple translation des champs de résonance. Les résultats expérimentaux permettront de trouver la valeur du champ d'anisotropie ainsi que sa loi de variation avec la température ;

$\alpha\, a^2\, \frac{\overrightarrow{\partial^2 M}}{\partial z^2}$: champ d'échange résultant de l'orientation différente des spins voisins [9].

La résolution rigoureuse de ce système d'équations donne une solution non linéaire. En supposant que $m_0 \ll M_i$ et que $h_0 \ll H_i$ on peut chercher une solution approchée.

Dans le cas d'un réseau cubique, d'arête a, on arrive aux résultats suivants [10] :

$$\mu_1 = 1 + \frac{(\omega_r + \omega_{ex} a^2 k^2 - j\nu_m)\omega_M}{(\omega_r + \omega_{ex} a^2 k^2 - j\nu_m)^2 - \omega^2}$$

$$\mu_2 = - \frac{\omega\, \omega_M}{(\omega_r + \omega_{ex} a^2 k^2 - j\nu_m)^2 - \omega^2} \qquad (1.13)$$

$$\mu_3 = 1$$

ω : pulsation de l'onde électromagnétique ;

ω_r : $\omega_r = \gamma(H_a - 4\pi M_S) = \gamma H_a - \omega_M$: pulsation de résonance ferromagnétique ; (1.14)

ν_m : fréquence de relaxation magnétique ;

$\omega_{ex} a^2 k^2$: terme de dispersion spatiale (orientation différente des spins).

1.3.3. REMARQUES

Ces expressions sont analogues aux expressions classiques du tenseur de POLDER, à condition de remplacer dans l'expression 1.13 : $\omega_r + \omega_{ex} a^2 k^2$ par ω'_r .

Cette différence vient du fait que l'on tient compte de la dispersion spatiale des spins. En effet, dans la plupart des corps ferromagnétiques, l'épaisseur de peau δ (donnée par la relation $\delta = \sqrt{2/\sigma\mu\omega}$) est grande (supérieure à 50 000 Å pour le permalloy à 24 GHz) par rapport à l'épaisseur des échantillons (inférieure à 5 000 Å) ; on peut alors négliger le terme de dispersion spatiale.

Dans le cas du Nickel, l'épaisseur de peau (10 000 Å) est comparable à l'épaisseur des échantillons : il existe alors un champ d'anisotropie dû à la dispersion spatiale qui peut être important.

1.4. TENSEUR DE PERMITTIVITE

Il est calculé à partir de la relation : $\vec{D}_{eff} = [\varepsilon]\ \vec{E}$.

1.4.1. HYPOTHESES

Les calculs sont faits à partir de l'équation de BOLTZMANN (dans le cas d'un seul porteur) :

$$m^* \frac{d\vec{v}}{dt} = - e\vec{E} - e\ \vec{v}\wedge\vec{B} - m\ \vec{v}\ \nu_e \qquad (1.15)$$

m^* : masse effective de l'électron ;
$\vec{E}$: champ électrique total dans le milieu ;
$\vec{B}$: induction magnétique totale dans le milieu ;
$-e$: charge de l'électron ;
ν_e : fréquence de collision électrique.

Dans l'équation 1.15, le terme $-e\vec{E}$ exprime la force d'origine électrique et le terme $-e\,\vec{v}\wedge\vec{B}$ exprime la force due au champ de LORENTZ.

Le terme $m\vec{v}\nu_e$ tient compte des collisions entre porteurs.

1.4.2. MISE EN EQUATION

On désigne par :

$$\vec{e}(z,t) = \vec{e}_0(z)\, e^{-j\omega t}$$
$$\vec{b}(z,t) = \vec{b}_0(z)\, e^{-j\omega t}$$

les composantes alternatives (en fonction du temps) du champ électrique et de l'induction magnétique.

Le champ électrique total et l'induction magnétique totale s'écrivent alors :

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E_i} + \vec{e}_0(z)\, e^{-j\omega t}\\ \vec{B} &= \vec{B_i} + \vec{b}_0(z)\, e^{-j\omega t}\end{aligned} \quad . \qquad (1.16)$$

Dans ces dernières relations, $\vec{E_i}$ et $\vec{B_i}$ sont respectivement le champ électrique total et l'induction magnétique totale indépendants du temps.

La résolution de ce système d'équations donne une solution non linéaire ; en se limitant aux approximations du premier ordre, les solutions approchées s'écrivent [11] :

$$\varepsilon_1 = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega + j\nu_e)}{\omega\left((\nu_e - j\omega)^2 + \omega_c^2\right)}$$

$$\varepsilon_2 = -\frac{\omega_p^2\omega_c}{\omega\left((\nu_e - j\omega)^2 + \omega_c^2\right)} \qquad (1.17)$$

$$\varepsilon_3 = 1$$

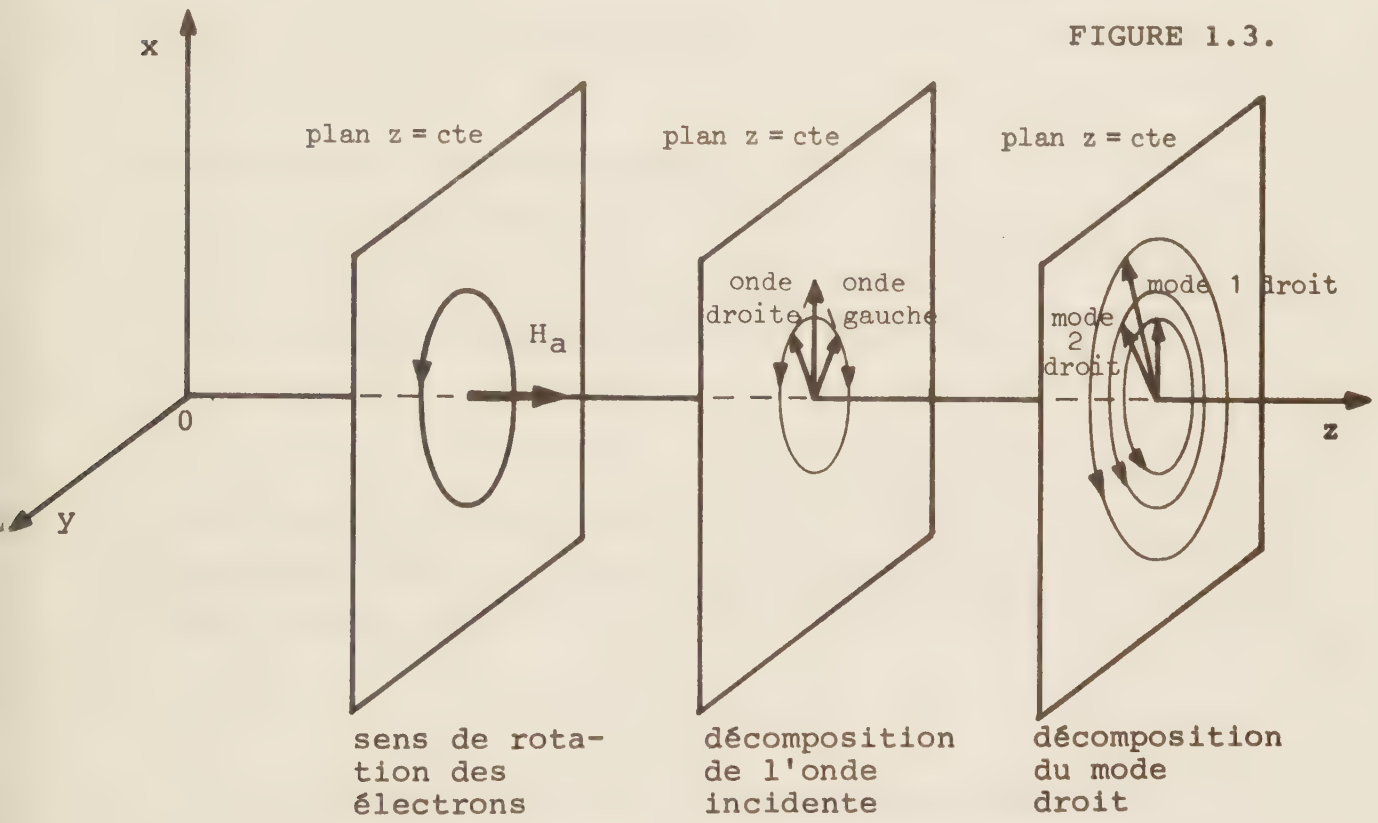
ω : pulsation de l'onde électromagnétique ;
ω_p : $\omega_p = \sqrt{ne^2/m^*\varepsilon_0}$: pulsation de plasma ;
n : densité des porteurs ;
ω_c : $\omega_c = eH/m^*c$ (C.G.S.) : pulsation cyclotronique.

1.5. PROPRIETES DES MODES $k^2 = \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 (\varepsilon_1 \pm \varepsilon_2)(\mu_1 \pm \mu_2)$

Il est intéressant de comparer la polarisation des différents modes avec le sens de rotation des électrons.

Avec le référentiel utilisé, dans le plan z = cte, les électrons tournent dans le sens direct (figure 1.3).

FIGURE 1.3.



sens de rotation des électrons

décomposition de l'onde incidente

décomposition du mode droit

1.5.1. SOLUTION $k^2 = \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(\mu_1 + \mu_2)$

Dans ce cas, les équations 1.5 donnent alors la relation $E_y = j\, E_x$ (sur les composantes complexes du champ électrique).

Dans le plan z = cte, on constate alors que l'extrémité du vecteur champ électrique décrit un cercle dans le sens inverse (polarisation à gauche - figure 1.3). Ce même vecteur décrit une hélice polarisée à droite le long de l'axe $\vec{Oz}$ [12].

Cette solution ne semble pas offrir la possibilité de couplage entre onde et électron à cause de leur sens de rotation opposé.

Nous appellerons ce mode : mode gauche.

1.5.2. SOLUTION $k^2 = \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\mu_1 - \mu_2)$

Dans ce cas, les équations 1.5 donnent alors la relation : $E_y = - j E_x$.

On constate que les électrons et l'onde tournent dans le même sens (figure 1.3) ; il y a donc possibilité de couplage onde-électron.

Nous appellerons ce mode : mode droit.

1.5.3. REMARQUE

On constate que l'onde incidente polarisée rectilignement (suivant $\vec{Ox}$ par exemple) se décompose en deux ondes polarisées circulairement, l'une à droite, l'autre à gauche (figure 1.3).

1.5.4. ETUDE DU MODE DROIT

Compte tenu des valeurs particulières de ε_1, ε_2, ε_3, on aura alors :

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = 1 + \frac{\omega_p^2 (\omega + j\nu_e)}{\omega\left((\nu_e - j\omega)^2 + \omega_c^2\right)} + \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega\left((\nu_e - j\omega)^2 + \omega_c\right)} \quad . \quad (1.18)$$

Dans cette relation :

.le terme 1 est lié directement au courant de déplacement ;

.le terme $\frac{\omega_p^2 (\omega + j\nu_e)}{\omega\left((\nu_e - j\omega)^2 + \omega_c^2\right)}$ est lié au courant de conduction ;

.le terme $\frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega\left((\nu_e - j\omega)^2 + \omega_c^2\right)}$ est lié au courant dû à l'effet HALL.

Dans un bon conducteur, le courant de déplacement est négligeable devant le courant de conduction (cas du Nickel). Dans ce cas :

$$\varepsilon_{eff} \# \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_c - \omega - j\nu_e)} \quad . \qquad (1.19)$$

De même, compte tenu des valeurs particulières de μ_1, μ_2, μ_3, on aura :

$$\mu_{eff} = \mu_1 - \mu_2 = 1 + \frac{(\omega_r + \omega_{ex} a^2 k^2 - j\nu_m)\omega_M}{(\omega_r + \omega_{ex} a^2 k^2 - j\nu_m)^2 - \omega^2} + \frac{\omega\, \omega_M}{(\omega_r + \omega_{ex} a^2 k^2 - j\nu_m)^2 - \omega^2} \qquad (1.20)$$

ce qui peut encore se mettre sous la forme :

$$\mu_{eff} = 1 + \frac{\omega_M}{\omega_r + \omega_{ex} a^2 k^2 - j\nu_m + \omega} \quad . \qquad (1.21)$$

L'équation d'onde du mode droit peut s'écrire aussi :

$$(k^2 - k_e^2)(k^2 - k_m^2) = \frac{k_e^2\, \omega_M}{\omega_{ex} a^2} \qquad (1.22)$$

avec : $k_e^2 = \varepsilon_0 \mu_0 \omega \dfrac{\omega_p^2}{\omega_c - \omega - j\nu_e}$ et $k_m^2 = \dfrac{\omega_r - \omega + j\nu_m}{\omega_{ex}\, a^2}$.

Le terme $\dfrac{k_e^2\, \omega_M}{\omega_{ex} a^2}$ de la relation 1.22 met bien en évidence le couplage entre l'onde à caractère magnétique (terme en $k^2 - k_m^2$) et l'onde à caractère électrique (terme en $k^2 - k_e^2$).

L'équation 1.22 peut aussi se mettre sous la forme :

$$k^4 - k^2(k_e^2 + k_m^2) + k_e^2\left(k_m^2 - \frac{\omega_M}{\omega_{ex}\, a^2}\right) = 0 \qquad (1.23)$$

qui est une équation bicarrée en k, de la forme :

$k^4 + Bk^2 + C = 0$ avec : $B = -(k_e^2 + k_m^2)$ et : $C = k_e^2\left(k_m^2 - \dfrac{\omega_M}{\omega_{ex} a^2}\right)$.

Les solutions s'écrivent :

$$k_1^2 = (\alpha_1 + j\beta_1)^2 = -\frac{B + \sqrt{B^2-4C}}{2} \quad , \quad (1.24)$$

$$k_2^2 = (\alpha_2 + j\beta_2)^2 = -\frac{B - \sqrt{B^2-4C}}{2} \quad . \quad (1.25)$$

Nous constatons que le mode à polarisation circulaire droite se décompose lui-même en deux autres modes (à polarisation circulaire droite) ayant des constantes de propagation $k = \alpha + j\beta$ différentes (figure 1.3).

1.5.5. TRACE THEORIQUE DE k_1 ET k_2

Les figures 1.4.a et 1.4.b (page 13) représentent les variations de $k_1 = \alpha_1 + j\beta_1$ et de $k_2 = \alpha_2 + j\beta_2$ en fonction du champ magnétique appliqué H_a (modes droits).

Ces tracés sont faits sur machine Hewlett Packard 9100.A équipée d'une table traçante. Les valeurs des paramètres sont les suivantes : f = 24 GHz ; $4\pi M = 6\,150$ Oe ; $\omega_{ex}a^2 = 8 \cdot 10^{-6} m^2 rd/s$; $\nu_m = 4 \cdot 10^9$ Hz ; $\nu_e = 8 \cdot 10^{13}$ Hz ; $\gamma/2\pi = 3{,}1$ MHz/Oe pour T = 300 K.

On constate en particulier que, entre le champ d'antirésonance H_{ar} et le champ de résonance H_r, la constante de phase α_1 et la constante d'atténuation β_1 du mode 1D ont des signes opposés.

Nous donnons (figures 1.5.a et 1.5.b, page 14) les constantes de propagation $k_3 = \alpha_3 + j\beta_3$ et $k_4 = \alpha_4 + j\beta_4$ relatives aux modes gauches.

Les modes 1G et 2G ont des constantes de propagation qui varient d'une façon monotone.

Pour le mode 1G , la constante de phase α_3 est beaucoup plus grande que la constante d'atténuation β_3 ; c'est donc pratiquement un mode d'onde de surface.

Pour le mode 2G , on a sensiblement $\beta_4 \# \alpha_4 \# 1/\delta$. C'est le mode électromagnétique ordinaire, lié à l'effet de peau.

FIGURE 1.4.a. Mode 1D

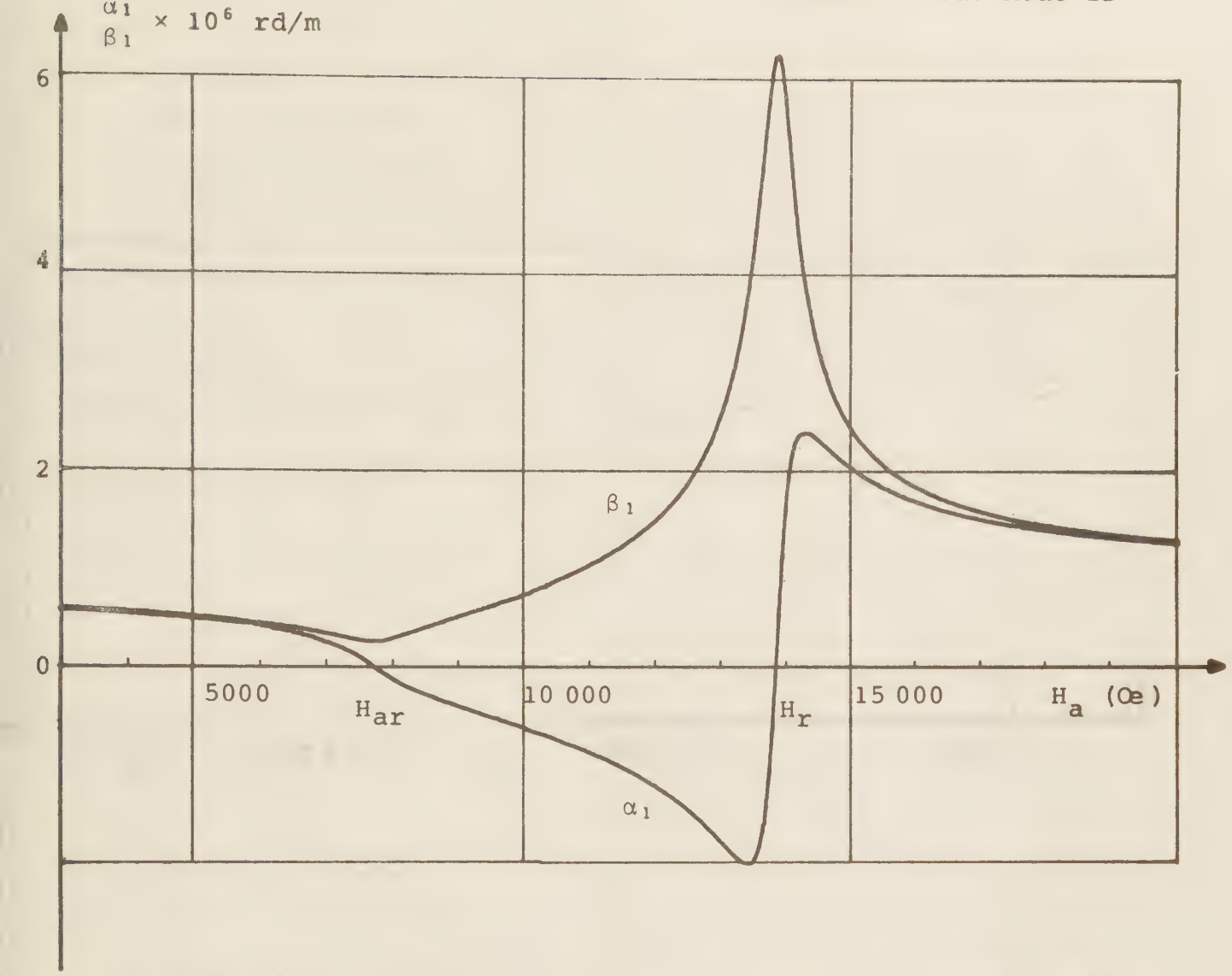
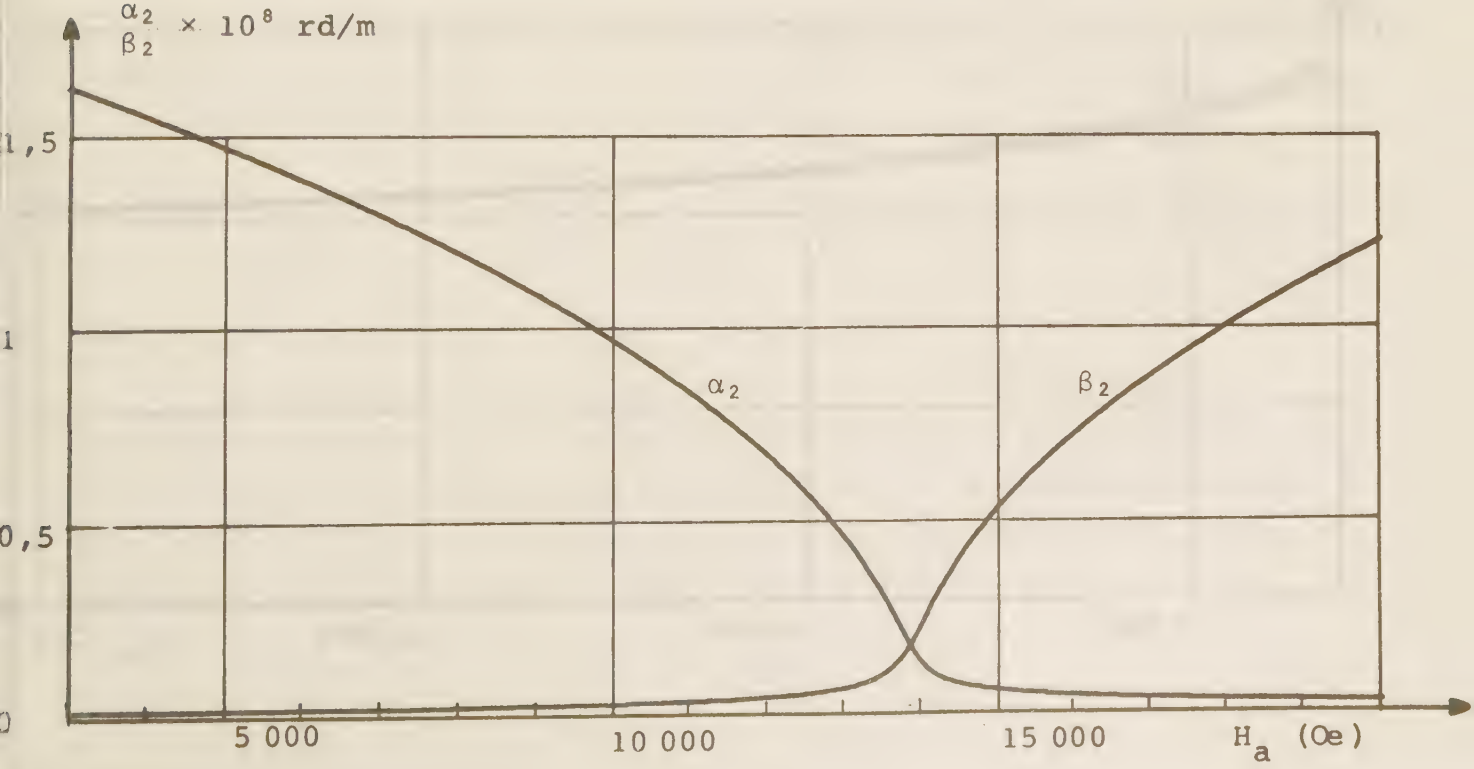


FIGURE 1.4.b. Mode 2D



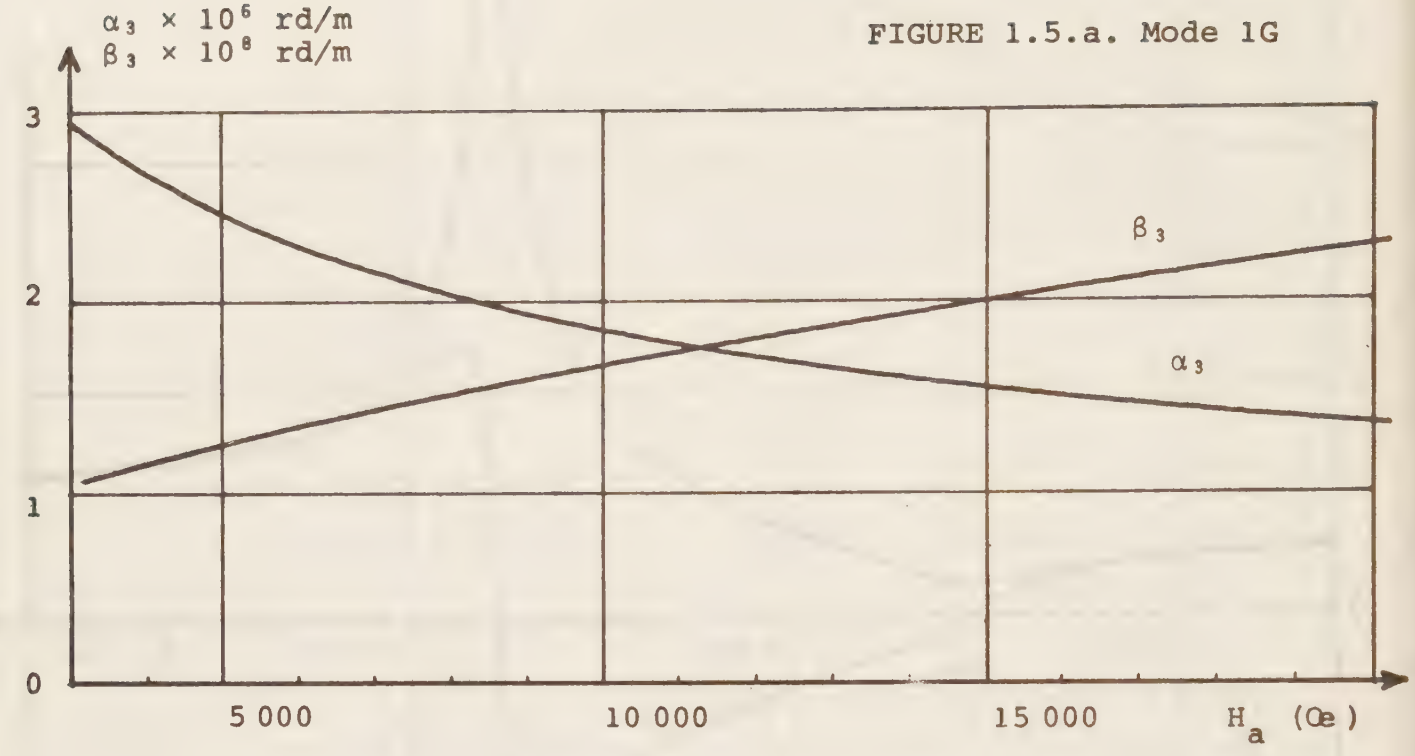


FIGURE 1.5.a. Mode 1G

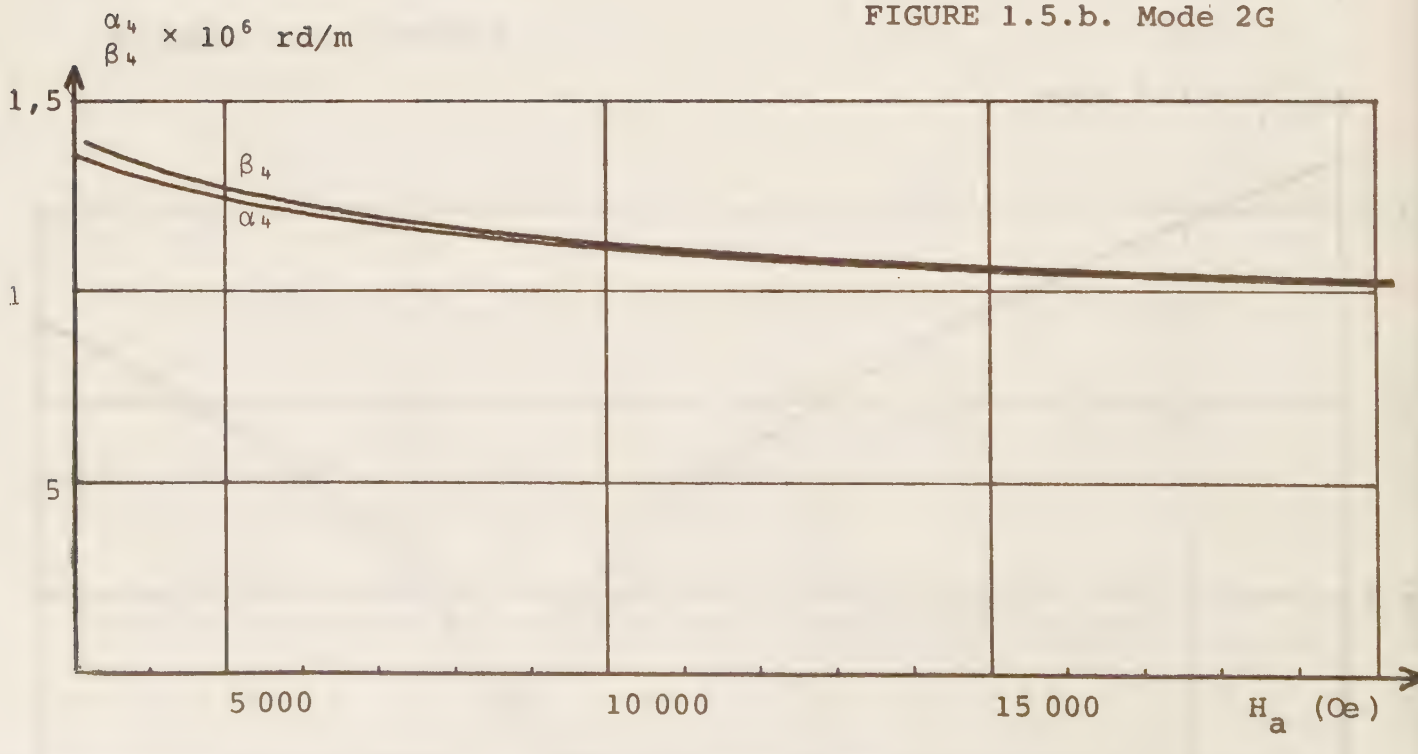
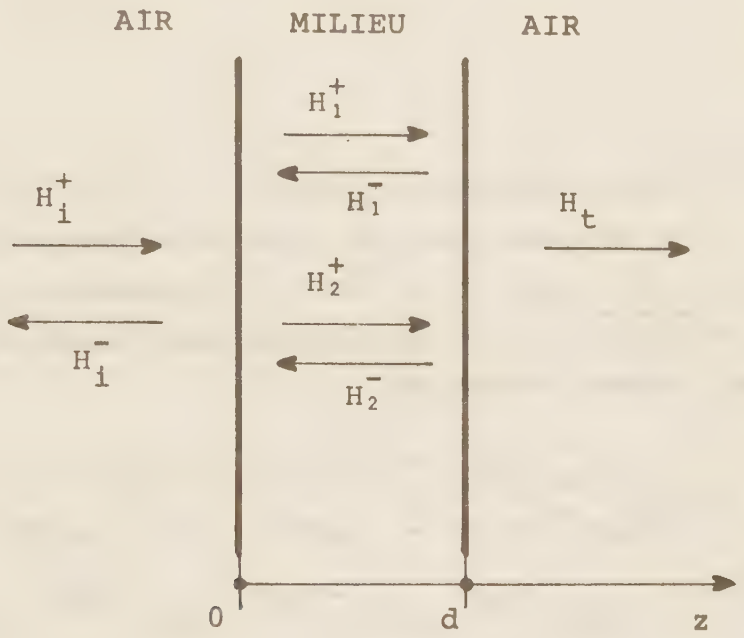


FIGURE 1.5.b. Mode 2G

1.6. IMPEDANCE D'ONDE ET IMPEDANCE DE SURFACE

Pour l'onde à polarisation droite, nous avons deux modes de propagation caractérisés par les vecteurs d'onde k_1 et k_2. Le champ électromagnétique à l'intérieur d'une lame d'épaisseur d résulte de la superposition de l'onde progressive (indice +) et l'onde régressive (indice -) qui existent pour chacun de ces deux modes (figure 1.6).

FIGURE 1.6.



Pour le calcul de l'impédance de surface, il faut tenir compte de toutes ces ondes. Dans le cas le plus général, on peut définir l'impédance de surface par la relation [13] :

$$Z_{\alpha\beta} = \left(\frac{\vec{E}_\alpha}{\vec{H} \wedge \vec{n}} \right)_\beta \qquad \text{en } z = 0 \quad (1.26)$$

qui est donc une grandeur tensorielle.

En fait, dans le cas d'une polarisation circulaire, on peut ramener cette grandeur tensorielle à une grandeur scalaire en considérant des champs tournants [1]. Pour une polarisation droite et pour une épaisseur très grande (devant δ), cette impédance de surface peut alors s'écrire [12] :

$$Z = \frac{1}{j} \left(\frac{E_x - jE_y}{H_x - jH_y} \right)_{z=0} . \qquad (1.27)$$

1.6.1. IMPEDANCE D'ONDE POUR CHAQUE MODE

Dans un milieu semi-infini, et pour un seul mode de propagation, l'impédance d'onde et l'impédance de surface sont confondues. On peut alors calculer l'impédance d'onde pour chacun des modes (soit à partir de la relation 1.17, soit en remarquant que l'on a $Z = Z_0 \sqrt{\mu_{eff}/\varepsilon_{eff}}$).

On trouve respectivement pour chaque mode :

$$Z_1 = \omega \mu_0 \frac{k_1}{k_e^2} \quad ; \quad Z_2 = \omega \mu_0 \frac{k_2}{k_e^2} \quad . \qquad (1.28)$$

1.6.2. IMPEDANCE DE SURFACE (figure 1.6)

On suppose que, de part et d'autre de la lame d'épaisseur d, il y ait de l'air (impédance caractéristique : $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$). La continuité des champs électrique et magnétique permet d'écrire :

$$\text{en } z = 0 \begin{cases} H_i^+ + H_i^- = H_1^+ + H_1^- + H_2^+ + H_2^- \\ Z_0 (H_i^+ - H_i^-) = Z_1 (H_1^+ - H_1^-) + Z_2 (H_2^+ - H_2^-) \end{cases} \qquad (1.29)$$

$$\text{en } z = d \begin{cases} H_1^+ e^{jk_1 d} + H_1^- e^{-jk_1 d} + H_2^+ e^{jk_2 d} + H_2^- e^{-jk_2 d} = H_t e^{jk_0 d} \\ Z_1 (H_1^+ e^{jk_1 d} - H_1^- e^{-jk_1 d}) + Z_2 (H_2^+ e^{jk_2 d} - H_2^- e^{-jk_2 d}) = Z_0 H_t e^{jk_0 d} \end{cases} \qquad (1.30)$$

A ces équations, nous devons ajouter les conditions aux limites (en z = 0 et z = d), sur l'aimantation définie par la relation :

$$[m] = [\chi]\,[h] \qquad (1.31)$$

$[\chi]$ étant la susceptibilité magnétique du milieu, reliée à $[\mu]$ par la relation :

$$[\chi] = [\mu] - [1] \quad . \qquad (1.32)$$

Afin de traiter simultanément les différents cas de conditions aux limites que l'on peut envisager, on posera :

$$(H_2^+ + H_2^-) \;/\; (H_1^+ + H_1^-) \;=\; C \quad . \tag{1.33}$$

L'impédance de surface du milieu ferromagnétique s'écrit alors [11] :

$$Z_s \;=\; \frac{Z_1}{1-C} \cdot \frac{1 - \frac{H_1^-}{H_1^+}}{1 + \frac{H_1^-}{H_1^+}} \;+\; \frac{Z_2}{1-\frac{1}{C}} \cdot \frac{1 - \frac{H_2^-}{H_2^+}}{1 + \frac{H_2^-}{H_2^+}} \quad . \tag{1.34}$$

Les rapports H_1^-/H_1^+ et H_2^-/H_2^+ se calculent à partir de la relation de continuité des champs et des conditions aux limites. On trouve :

$$\frac{H_1^-}{H_1^+} = -\frac{Z_0 - \frac{Z_1}{1-C}}{Z_0 + \frac{Z_1}{1-C}}\, e^{2jk_1 d} \quad ; \quad \frac{H_2^-}{H_2^+} = -\frac{Z_0 - \frac{Z_2}{1-\frac{1}{C}}}{Z_0 + \frac{Z_2}{1-\frac{1}{C}}}\, e^{2jk_2 d} \quad . \tag{1.35}$$

L'écriture de l'impédance de surface se présente alors sous la forme :

$$Z_s \;=\; \frac{Z_1}{1-C} \cdot z_1 \;+\; \frac{Z_2}{1-\frac{1}{C}} \cdot z_2 \tag{1.36}$$

avec :

$$z_1 = \frac{1 + R_{t_1}\, e^{2jk_1 d}}{1 - R_{t_1}\, e^{2jk_1 d}} \quad ; \quad z_2 = \frac{1 + R_{t_2}\, e^{2jk_2 d}}{1 - R_{t_2}\, e^{2jk_2 d}} \tag{1.37}$$

et :

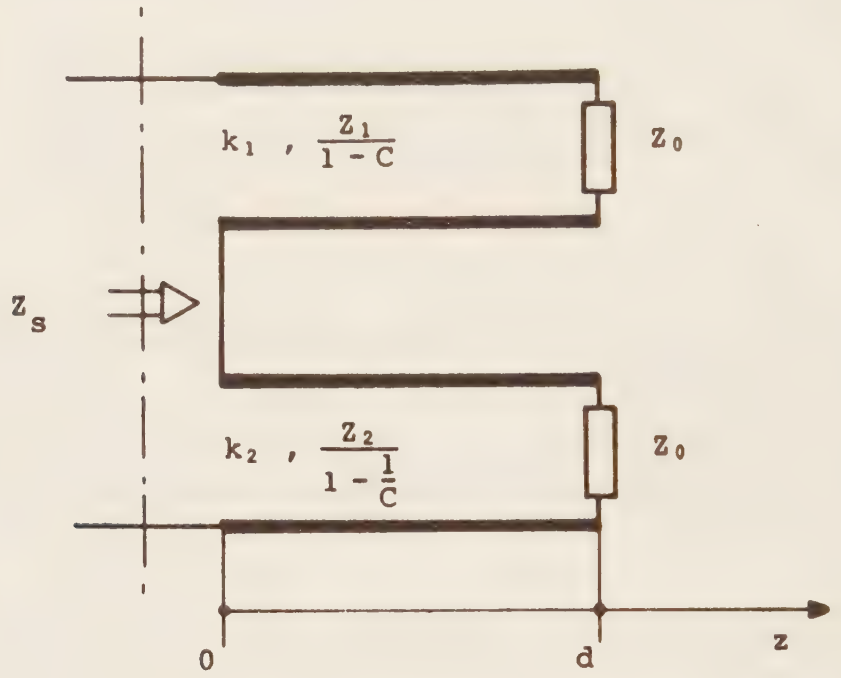
$$R_{t_1} = \frac{Z_0 - \frac{Z_1}{1-C}}{Z_0 + \frac{Z_1}{1-C}} \quad ; \quad R_{t_2} = \frac{Z_0 - \frac{Z_2}{1-\frac{1}{C}}}{Z_0 + \frac{Z_2}{1-\frac{1}{C}}} \quad . \tag{1.38}$$

1.6.3. INTERPRETATION

On constate que l'impédance de surface Z_s est la somme de deux impédances, l'une relative au mode de propagation k_1 (le long d'une ligne de transmission de longueur d et d'impédance

caractéristique $\frac{Z_1}{1 - C}$), l'autre relative au mode de propagation k_2 (le long d'une ligne de transmission de longueur d et d'impédance caractéristique $\frac{Z_2}{1 - \frac{1}{C}}$) .

FIGURE 1.7.



L'expression 1.36 est valable quelle que soit l'épaisseur de l'échantillon. En particulier, pour une épaisseur très grande, les ondes inverses sont fortement atténuées ; on a alors : $z_1 = z_2 = 1$.

L'impédance de surface s'écrit alors :

$$Z_{S \atop d \gg \delta} = \frac{Z_1}{1 - C} + \frac{Z_2}{1 - \frac{1}{C}} \quad .$$

1.6.4. CONDITIONS AUX LIMITES

Comme nous l'avons mentionné, les conditions relatives à l'aimantation sur les surfaces donnent des valeurs différentes au paramètre C, suivant les hypothèses envisagées.

Les principales hypothèses que l'on peut faire sont les suivantes [15] :

(1) $m_z = 0$

Condition envisagée par KITTEL en particulier.
Cette condition qui suppose les spins bloqués en surface donne la valeur particulière suivante :

$$C = \frac{k_e^2 - k_1^2}{k_e^2 - k_2^2} \quad . \tag{1.39}$$

(2) $\frac{\partial m}{\partial z} = 0$

Cette hypothèse, envisagée par RADO et WEERTMAN [4], donne la valeur particulière suivante :

$$C = \frac{k_e^2 - k_1^2}{k_e^2 - k_2^2} \cdot \frac{k_1}{k_2} \quad . \tag{1.40}$$

(3) $\zeta m + \frac{\partial m}{\partial z} = 0$

Cette condition plus générale suppose que l'orientation des spins en surface est liée à l'énergie d'anisotropie de surface [17]. La valeur de C est alors :

$$C = \frac{k_e^2 - k_1^2}{k_e^2 - k_2^2} \quad \frac{\zeta + jk_1}{\zeta + jk_2} \quad . \tag{1.41}$$

Cette valeur de C est particulièrement intéressante car il suffit de faire $\zeta \gg |k_1|, |k_2|$ pour retrouver la condition (1), ou bien de faire $\zeta \ll |k_1|, |k_2|$ pour retrouver la condition (2).

Cette remarque permet de dire également que les valeurs intéressantes de ζ doivent être comparables à $|k_1|$ et $|k_2|$.

1.7. TRACE THEORIQUE DE L'IMPEDANCE DE SURFACE

Nous verrons par la suite que seule la dérivée de l'impédance de surface (partie résistive ou partie réactive) par rapport au champ magnétique est facilement mesurable expérimentalement.

Afin de faciliter la comparaison entre courbes théoriques et résultats expérimentaux, nous tracerons donc $\partial R_s/\partial H$ en fonction de H_a ($Z_s(H) = R_s(H) + j\, X_s(H)$) . Ces tracés sont faits dans le cas du Nickel, à 24 GHz, pour différentes épaisseurs. Les valeurs des paramètres seront celles précisées au paragraphe 1.5.5, page 12.

1.7.1. CONDITION m = 0

L'expression de l'impédance de surface est alors, pour $d \gg \delta$:

$$Z_s = R_s + jX_s = \omega\, \mu_0\, \frac{k_1 k_2 + k_e^2}{(k_1+k_2)\cdot k_e^2} \quad . \qquad (1.42)$$

C'est en fait une forme équivalente à la relation trouvée par PINCUS [18].

FIGURE 1.8. Tracé de $\frac{\partial R_s}{\partial H}(H_a)$ pour diverses épaisseurs

Pour des épaisseurs comprises entre 250 et 1250 Å, on obtient tout un ensemble de résonances dues aux ondes de spins. La résonance ferromagnétique disparaît aux faibles épaisseurs.

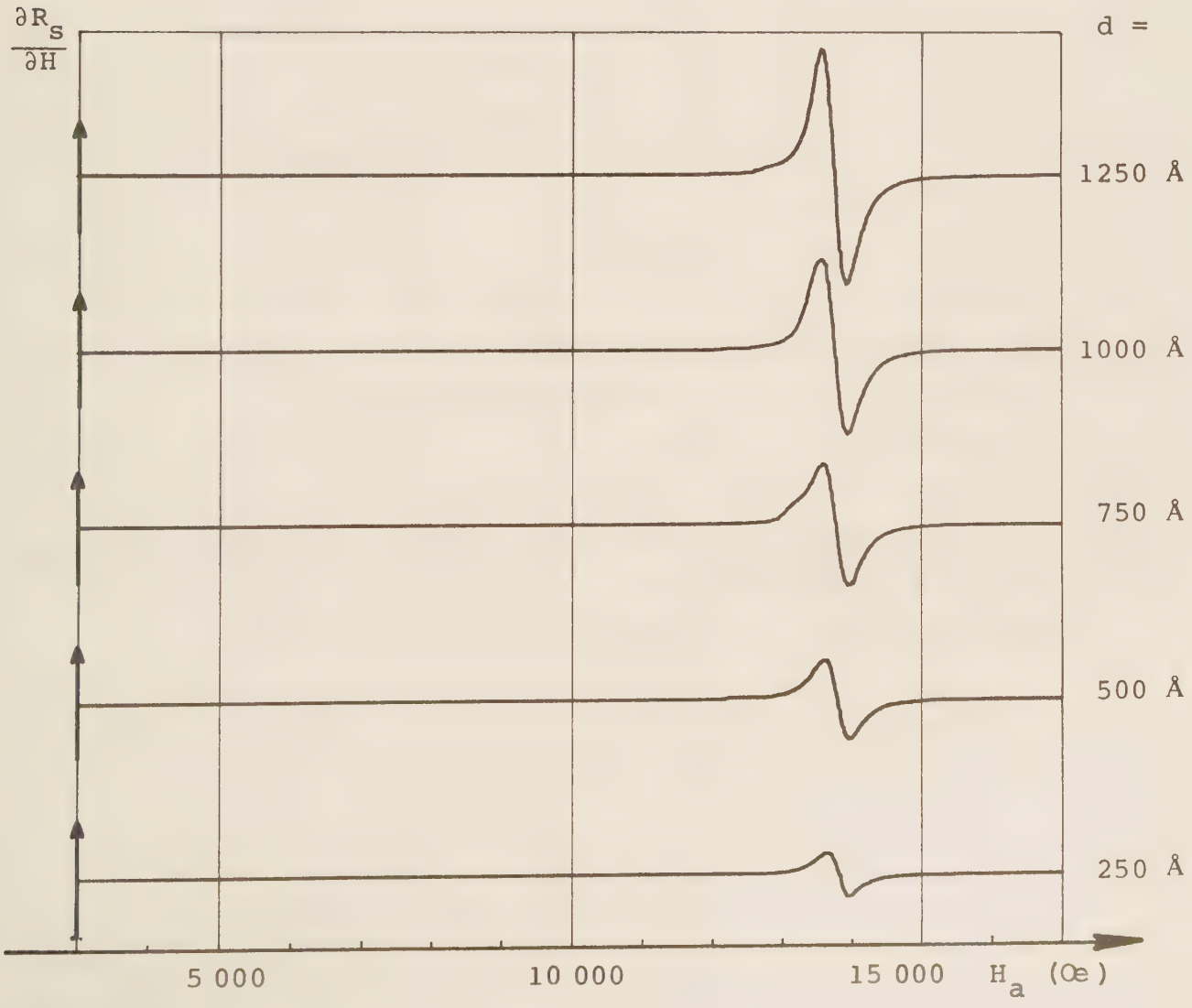
1.7.2. CONDITION $\partial m/\partial z = 0$

L'expression de l'impédance de surface est alors, pour $d \gg \delta$:

$$Z_s = R_s + jX_s = \omega \mu_0 \frac{k_1 + k_2}{k_1 k_2 + k_e^2 + \frac{\omega_M k_e^2}{\omega_{ex} a^2 k_1 k_2}} \quad .(1.43)$$

On observe seulement la résonance ferromagnétique mais pas les ondes de spins.

FIGURE 1.9. Tracé de $\frac{\partial R_s}{\partial H}(H_a)$ pour diverses épaisseurs



1.7.3. CONDITION $\zeta m + \frac{\partial m}{\partial z} = 0$

L'expression de l'impédance de surface est alors, pour $d \gg \delta$:

$$Z_s = R_s + jX_s = \omega \mu_0 \frac{k_1 + k_2 + \zeta\left(1 + \frac{k_e^2}{k_1 k_2}\right)}{k_1 k_2 + k_e^2 + \frac{k_e^2 \omega_M}{\omega_{ex} a^2 k_1 k_2} + \zeta k_e^2 \frac{k_1 + k_2}{k_1 \cdot k_2}} \quad . \quad (1.44)$$

Dans ce cas, le tracé sera fait pour une seule épaisseur (750 Å).

ζ aura des valeurs positives (figure 1.10, page 23) et négatives (figure 1.11, page 23).

1.8. REMARQUES

Du fait que l'on a supposé l'onde incidente polarisée rectilignement, il apparaît dans le milieu le mode droit ainsi que le mode gauche. On peut alors chercher quelle est l'influence du mode gauche sur l'impédance de surface précédemment définie (voir équation 1.36).

Une étude complète permettant le tracé de $\partial R_s / \partial H$, compte tenu des modes droits et gauches, a été faite et il en résulte que le mode gauche n'apporte pas de modification notable de l'impédance définie à partir du mode droit seul.

Les constantes de propagation k_3 et k_4 relatives aux modes gauches ont des variations assez faibles (en fonction de H_a) - figure 1.5. On conçoit que les variations de l'impédance de surface totale sont essentiellement fonction du mode droit, dont les constantes k_1 et k_2 ont des variations importantes.

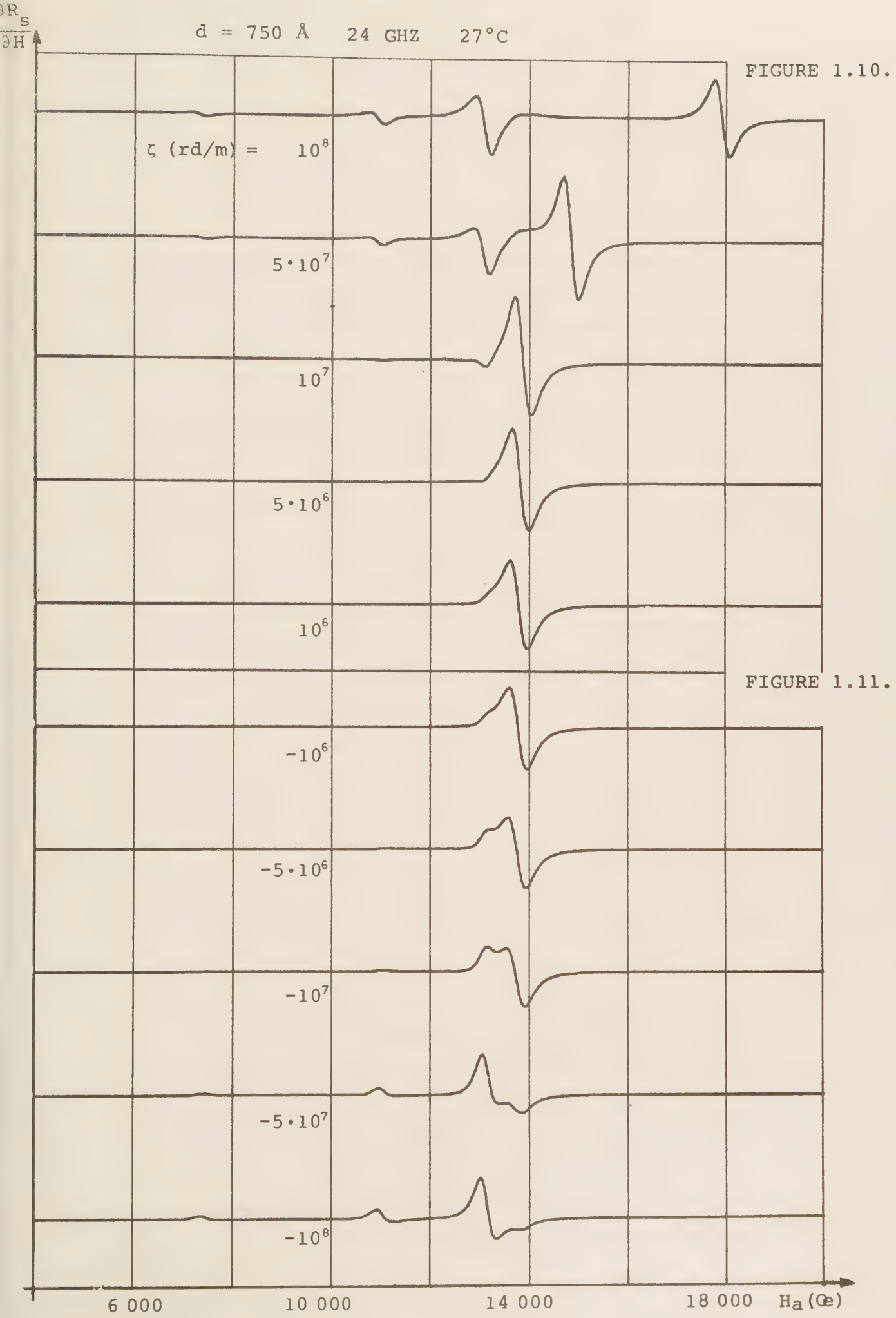


FIGURE 1.10.

FIGURE 1.11.

1.9. ETUDE DE LA TRANSMISSION

1.9.1. ETUDE THEORIQUE

Avec les mêmes hypothèses que dans le paragraphe 1.6., on peut étudier le coefficient de transmission T à travers une lame mince de Nickel, défini par la relation :

$$T = H_t / H_i^+ \qquad (1.45)$$

H_t étant l'onde transmise et H_i^+ l'onde incidente progressive (voir figure 1.6).

On peut montrer que le coefficient de transmission ainsi défini s'écrit [12] :

$$T = e^{-jk_0 d} \frac{e^{jk_1 d}(1-R_1)(1-R_2 e^{2jk_2 d}) - C\, e^{jk_2 d}(1-R_2)(1-R_1 e^{2jk_1 d})}{\dfrac{(1-R_1 R_1' e^{2jk_1 d})(1-R_2 e^{2jk_2 d})}{1+R_1'} - C\,\dfrac{(1-R_2 R_2' e^{2jk_2 d})(1-R_1 e^{2jk_1 d})}{1+R_2'}} \qquad (1.46)$$

avec :

$$R_1 = \frac{Z_0 - \dfrac{Z_1}{1-C}}{Z_0 + \dfrac{Z_1}{1-C}} \quad ; \quad R_1' = \frac{Z_0 - Z_1}{Z_0 + Z_1} \qquad (1.47)$$

et :

$$R_2 = \frac{Z_0 - \dfrac{Z_2}{1-\frac{1}{C}}}{Z_0 + \dfrac{Z_2}{1-\frac{1}{C}}} \quad ; \quad R_2' = \frac{Z_0 - Z_2}{Z_0 + Z_2} \qquad (1.48)$$

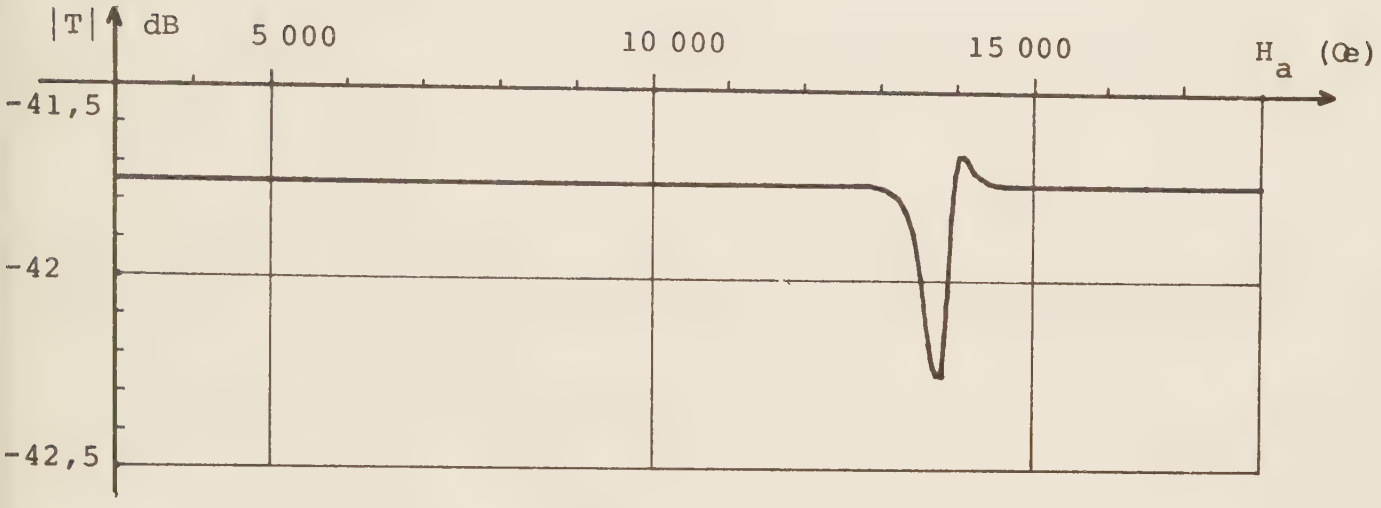
1.9.2. TRACE THEORIQUE DE LA TRANSMISSION

La figure 1.12 (page 25) montre l'allure de $|T|$ en fonction du champ magnétique appliqué, dans le cas où l'épaisseur est de 750 Å. Ce tracé est fait avec la valeur la plus probable de ζ, c'est-à-dire $\zeta = -2 \cdot 10^7$ rd/m .

Nous justifierons cette hypothèse dans l'exploitation des résultats expérimentaux (voir chapitre 4).

FIGURE 1.12.

d = 750 Å 24 GHz 27°C $\zeta = -2 \cdot 10^7$ rd/m



Chapitre 2

SPECTROMETRE HYPERFREQUENCE

2.1. ETUDE DE LA SENSIBILITE THEORIQUE

Les courbes théoriques de l'impédance de surface montrent que les variations en fonction du champ magnétique sont extrêmement faibles ($\delta R/R \leqslant 0,05$ pour d = 700 Å, dans le cas du Nickel).

Nous allons supposer que l'échantillon est un disque de Nickel, constituant une partie de l'une des faces planes d'une cavité cylindrique fonctionnant sur le mode TE_{114} (figure 2.1). Nous justifierons cette hypothèse dans le paragraphe 2.4.

On va chercher la relation qui existe entre les variations de puissance réfléchie par la cavité (la puissance incidente sur la cavité étant constante) et les variations de l'impédance de surface de l'échantillon.

Les variations étant faibles, on peut utiliser la formule des perturbations [20] qui s'écrit :

$$\frac{\delta\omega_c}{\omega} = \frac{\delta W}{W} \quad . \tag{2.1}$$

Dans cette relation, $\delta\omega_c$ représente la variation de la fréquence complexe. Le premier membre de cette équation peut s'écrire :

$$\frac{\delta\omega_c}{\omega} = \frac{\omega_{pe} - \omega_{np}}{\omega_{np}} + j\,\frac{1}{2}\left(\frac{1}{Q_{pe}} - \frac{1}{Q_{np}}\right) \quad . \tag{2.2}$$

Dans cette relation, l'indice pe est relatif à la grandeur perturbée, l'indice np est relatif à la grandeur non perturbée prise comme référence.

Le deuxième membre de l'équation 2.1 peut s'écrire :

$$\frac{\delta W}{W} = \frac{\delta W_E + \delta W_H}{W} \quad ;$$

δW_E représente la variation de l'énergie électrique emmagasinée dans la cavité. Puisqu'on s'intéresse à des phénomènes essentiellement magnétiques, on peut supposer $\delta W_E \equiv 0$;

δW_H représente la variation de l'énergie magnétique emmagasinée dans la cavité. Elle s'écrit [20] :

$$\delta W_H = -\frac{1}{4}\int_{v_e} \left(\vec{H}^*\cdot\vec{\delta B} - \vec{B}^*\cdot\vec{\delta H}\right) dv \tag{2.3}$$

v_e : volume utile de l'échantillon; $\vec{\delta B} = \vec{B_{pe}} - \vec{B_{np}}$ et $\vec{\delta H} = \vec{H_{pe}} - \vec{H_{np}}$.

En développant cette expression et en se limitant aux approximations du premier ordre, on trouve :

$$\delta W_H = -\frac{1}{4}\,\mu_0\,\delta\mu\int_{v_e} |H|^2\, dv \tag{2.4}$$

$\delta\mu$ étant la variation de perméabilité relative ; $\delta\mu = \mu_{pe} - \mu_{np}$.

En fait, puisqu'on s'intéresse à l'impédance de surface, on a aussi :

$$\delta W_H = \begin{matrix}\text{variation d'énergie}\\ \text{magnétique}\\ \text{sur un cycle}\end{matrix} = \frac{\text{variation de puissance}}{\text{nombre de cycles par seconde}} \quad .$$

Dans notre cas, le champ magnétique est tangentiel à la surface de l'échantillon, la puissance complexe dissipée s'écrit:

$$P_c = \frac{1}{2} Z_s \int_{v_e} |h_t|^2 \, dv \quad . \qquad (2.5)$$

La variation d'énergie magnétique sur un cycle sera donc :

$$\delta W_H = \frac{1}{\frac{\omega}{2j\pi}} \times \frac{1}{2} \delta Z_s \int_{v_e} |h_t|^2 \, dv \qquad (2.6)$$

$Z_s = R_s + jX_s$ étant l'impédance de surface.

Dans la relation 2.1, W représente l'énergie totale emmagasinée dans la cavité. Elle s'écrit :

$$W_{\text{emmagasinée}} = \frac{1}{4} \int_{v_{\text{cavité}}} (\vec{E}^* \vec{D} + \vec{H}^* \vec{B}) dv = \frac{1}{2} \mu_0 \int_{v_{\text{cavité}}} |h|^2 \, dv \quad . (2.7)$$

Compte tenu de ces remarques, la relation 2.2 devient alors :

$$\frac{\delta \omega_c}{\omega} = \frac{\delta \omega}{\omega} - j \frac{1}{2} \frac{\delta Q}{Q^2} = \frac{2\pi\eta}{\omega\mu_0} j \delta Z_s \qquad (2.8)$$

η étant le facteur de remplissage défini par la relation :

$$\eta = \frac{\int_{v_e} |h_t|^2 \, dv}{\int_{v_c} |h|^2 \, dv} \quad . \qquad (2.9)$$

De la relation 2.2, on tire alors :

$$\frac{\delta \omega}{\omega} = - \frac{2\pi\eta}{\omega\mu_0} \delta X_s \quad ; \quad \frac{\delta Q}{Q} = - \frac{4\pi\eta Q}{\omega\mu_0} \delta R_s \quad . \qquad (2.10)$$

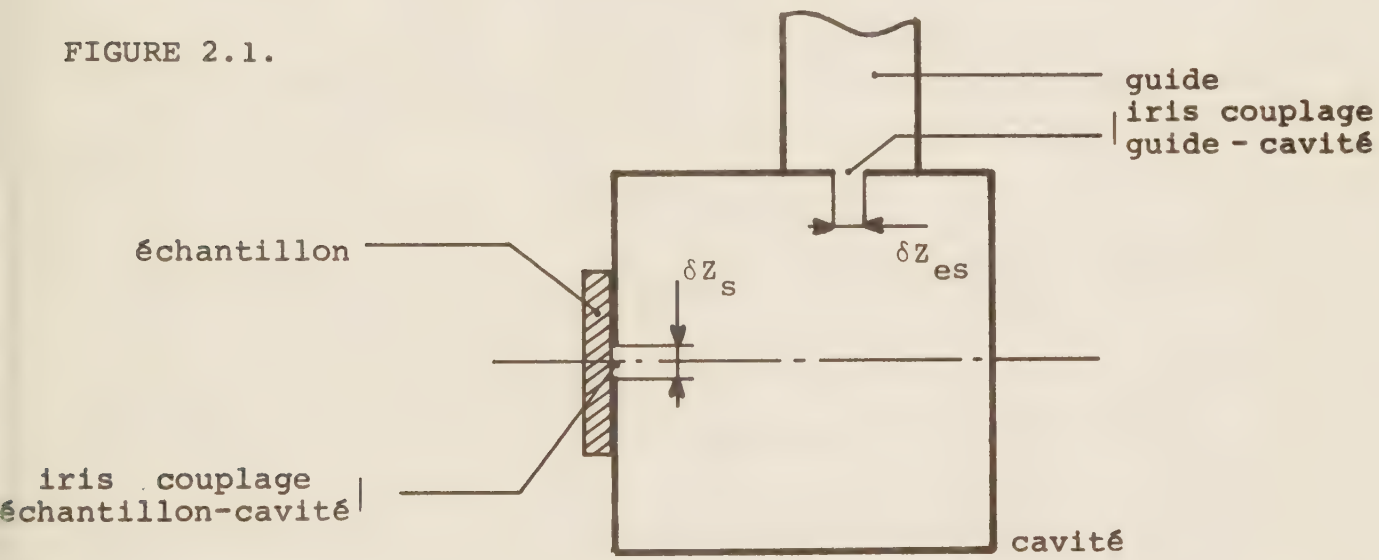
2.2. VARIATION DE LA PUISSANCE REFLECHIE PAR LA CAVITE

Lorsqu'on suppose la cavité non perturbée, on fera l'hypothèse que celle-ci est parfaitement adaptée au guide. Dans ce cas, le coefficient de réflexion R est nul. Lorsque la cavité est perturbée, la variation du coefficient de réflexion est :

$$\delta R \# \frac{1}{2} \frac{\delta Z_{es}}{Z_g} \qquad (2.11)$$

Z_g : impédance caractéristique du guide ;
δZ_{es} : variation de l'impédance de la cavité, liée à la variation de l'impédance de surface δZ_s de l'échantillon, en présence du champ magnétique (figure 2.1).

FIGURE 2.1.



Dans le cas où l'on s'intéresse à la partie résistive de l'impédance de surface, on a (voir Annexe 1) :

$$\delta R = \frac{1}{2} \frac{\delta R_{es}}{Z_g} = -\frac{1}{2} \frac{\delta Q}{Q} \quad . \qquad (2.12)$$

Compte tenu de l'équation 2.10, on arrive alors à :

$$\delta R = \frac{2 \pi \eta Q}{\omega \mu_0} \delta R_s \quad . \qquad (2.13)$$

On sait aussi que la puissance détectée au niveau du cristal s'écrit (figure 2.2) :

$$P_{détectée} = P_{incidente} \, |\delta R|^2 \quad . \qquad (2.14)$$

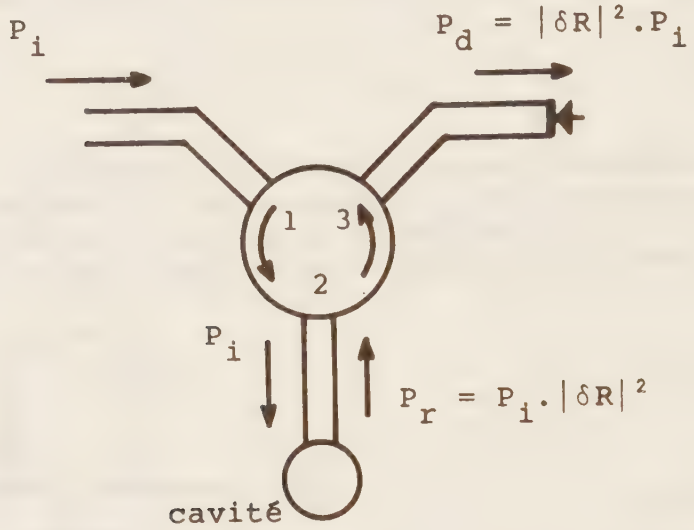


FIGURE 2.2.

Cette relation devient (compte tenu de l'équation 2.13) :

$$P_{détectée} = P_{incidente} \times \left(\frac{2\pi\eta Q}{\omega\mu_0} \cdot \delta R_s \right)^2 \quad . \qquad (2.15)$$

Cette relation est très importante car elle permet de prévoir la sensibilité du spectromètre à utiliser.

2.3. APPLICATION

Nous allons estimer l'ordre de grandeur des différents termes de la relation ci-dessus de façon à connaître la grandeur de la puissance réfléchie à détecter.

2.3.1. PUISSANCE INCIDENTE

La source H.F. est un klystron de faible puissance. Nous prendrons : $P_i = 10$ mW $= 10^{-2}$ W.

2.3.2. FACTEUR DE QUALITE

A 24 GHz, avec le mode utilisé et pour une cavité en laiton, on peut obtenir des facteurs de qualité (en charge) de 5000 environ (voir paragraphe 2.4).

2.3.3. VARIATION THEORIQUE DE LA RESISTANCE DE SURFACE

En toute rigueur, on ne connaît pas cette variation puisqu'on veut la mesurer. En fait, les courbes théoriques nous donnent un ordre de grandeur de cette variation. Par exemple, pour d = 1000 Å, on a : $(\delta R_s)_{MAX} \leqslant 0{,}1\ \Omega$.

2.3.4. FACTEUR DE REMPLISSAGE

Pour le mode de fonctionnement choisi pour la cavité, on montre (voir Annexe 2) que : $\eta \# 8\ v_e/v_c$.

Pour une cavité telle que L = D = 26 mm et en supposant que la partie utile de l'échantillon soit un disque de 1 mm de rayon, on trouve alors : $\eta \# 10^{-7}$.

Pour augmenter ce coefficient, il faudrait augmenter le volume utile de l'échantillon, mais on est limité par des questions d'homogénéïté du champ sur la surface de l'échantillon.

2.3.5. PUISSANCE REFLECHIE

L'expression 2.15 donne, compte tenu des valeurs numériques précédentes :

$$P_d = P_i \times 10^{-15} \times (\delta R_s)^2 \quad .$$

Pour une puissance incidente de 10 mW, on a alors :

$$\delta P_{\text{réfléchie}} = P_d \# 10^{-19} \text{ W} \quad . \qquad (2.16)$$

Dans cette estimation, nous avons pris le phénomène le plus important comme base de calcul ; en fait, les phénomènes secondaires se traduisent par des variations de puissances inférieures à 10^{-19} W. Il faut donc un spectromètre extrêmement sensible pour observer des variations de puissance aussi faibles. Pour une impédance nominale de 50 Ω, cela représente un signal de l'ordre du nanovolt.

2.4. ETUDE DE LA CAVITE

2.4.1. FACTEUR DE QUALITE

Dans le cas le plus général, le facteur de qualité d'un circuit est défini par la relation :

$$Q = \omega \times \frac{\text{énergie emmagasinée sur un cycle}}{\text{puissance moyenne perdue}} \quad .$$

Pour un échantillon placé dans une cavité, cette relation devient [22] :

$$Q = \omega \times \frac{\frac{1}{2}\mu_0 \int_{V_c} |h|^2 \, dv}{p + \frac{1}{2} R_s \int_{V_e} |h_t|^2 \, dv} \qquad (2.17)$$

p : pertes dans la cavité, autres que magnétiques si l'on suppose le volume de l'échantillon suffisamment faible, afin que la répartition des champs dans la cavité doit peu perturbée ; p représente aussi les pertes dans la cavité en l'absence de l'échantillon.

D'autre part, les pertes dans l'échantillon sont très faibles (faible volume) ; on peut donc écrire l'équation 2.17 sous la forme :

$$Q = Q_0 \left(1 - \frac{q}{Q_0} \right) \qquad (2.18)$$

en introduisant le facteur de qualité à vide :

$$Q_0 = \frac{\frac{1}{2}\omega \mu_0 \int_{V_c} |h|^2 \, dv}{p} \quad . \qquad (2.19)$$

Dans la relation 2.18, q représente la variation du facteur de qualité due à l'introduction de l'échantillon. On s'intéresse en fait aux variations de q. On sait que (voir relation 2.10) :

$$\delta Q = -\delta q = -\frac{4\pi\eta Q^2}{\omega\mu_0}\,\delta R_s \quad . \qquad (2.20)$$

Pour δR_s donné, on cherche à avoir δq maximal ; il faut donc en particulier η et Q importants. Il faut aussi que le champ soit homogène et important sur l'échantillon. Ces conditions primordiales fixent le mode de fonctionnement et les dimensions de la cavité, ainsi que les dimensions et la position de l'échantillon.

2.4.2. CHOIX DU MODE DE FONCTIONNEMENT DE LA CAVITE

Pour des questions d'ordre technologique (encombrement, étanchéïté, réalisation) la cavité sera cylindrique. Les échantillons étant des disques, cela impose de les placer sur l'une des faces planes de la cavité.

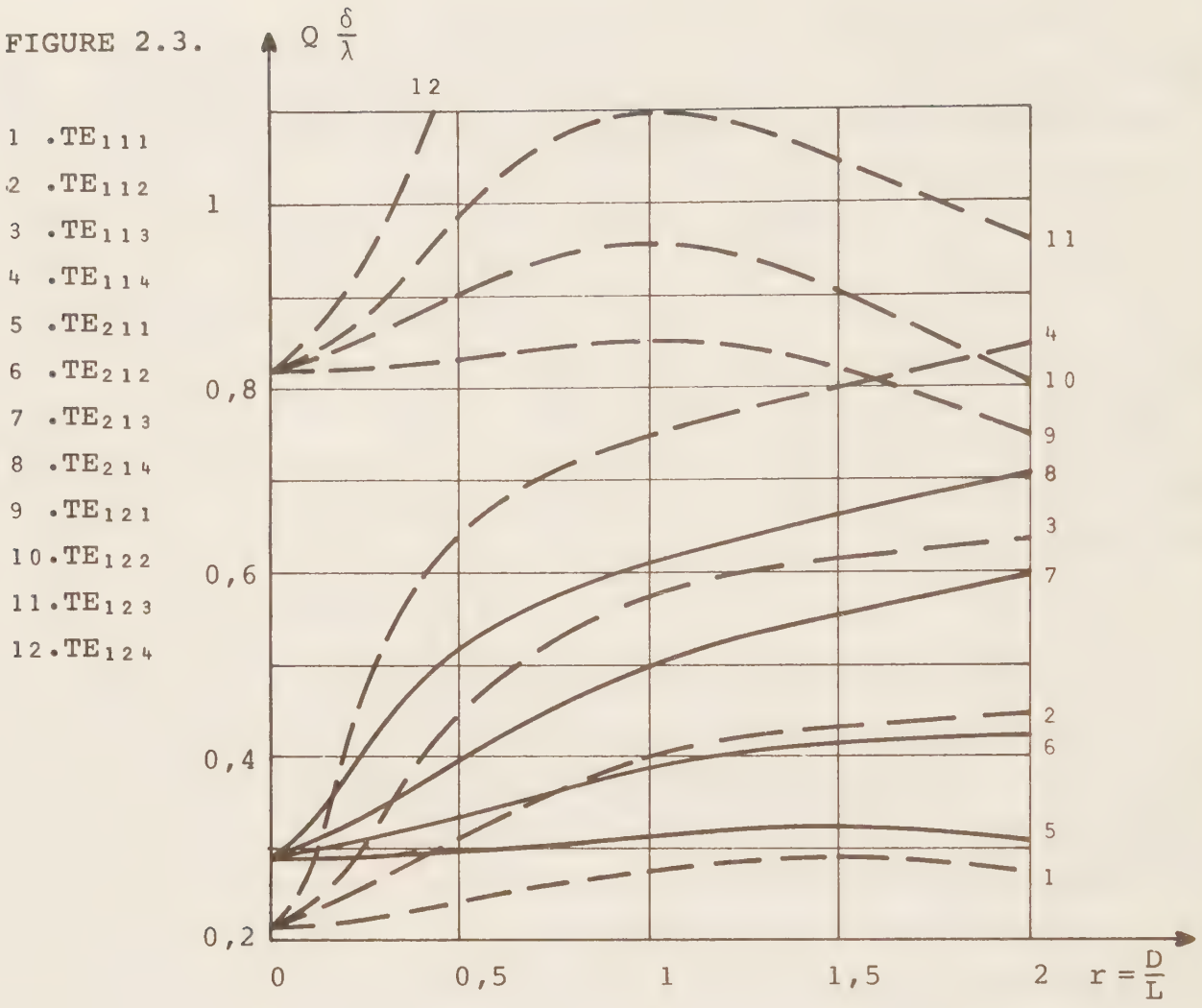
D'autre part, il faut choisir un mode tel que les lignes de courant ne soient pas interrompues (il y a risque de dégradation du facteur de qualité). Il faut donc choisir un mode du type $TE_{\ell mn}$. Pour de tels modes de fonctionnement, le facteur de qualité à vide s'écrit [23] :

$$Q_0 = \frac{\lambda}{2\pi\delta}\,\frac{\left(1-\left(\frac{\ell}{\nu_{\ell m}}\right)^2\right)\left(\nu_{\ell m}+p^2r^2\right)^{3/2}}{\nu_{\ell m}^2+p^2r^2+(1-r)\left(\frac{pr}{\chi_{\ell m}}\right)^2} \qquad (2.21)$$

δ : épaisseur de peau du matériau constituant la cavité ;
$\nu_{\ell m}$: racine d'ordre m de $J'_\ell(x)$;
r : rapport D/L (D : diamètre de la cavité, L : longueur de la cavité) ;
p : relié au troisième indice n par la relation $p = n\frac{\pi}{2}$;
λ : longueur d'onde de travail.

On a tracé le réseau de courbes $2\pi\frac{\delta}{\lambda}Q_0 = f(r)$ pour tout un ensemble de modes possibles (figure 2.3, page 34).

FIGURE 2.3.



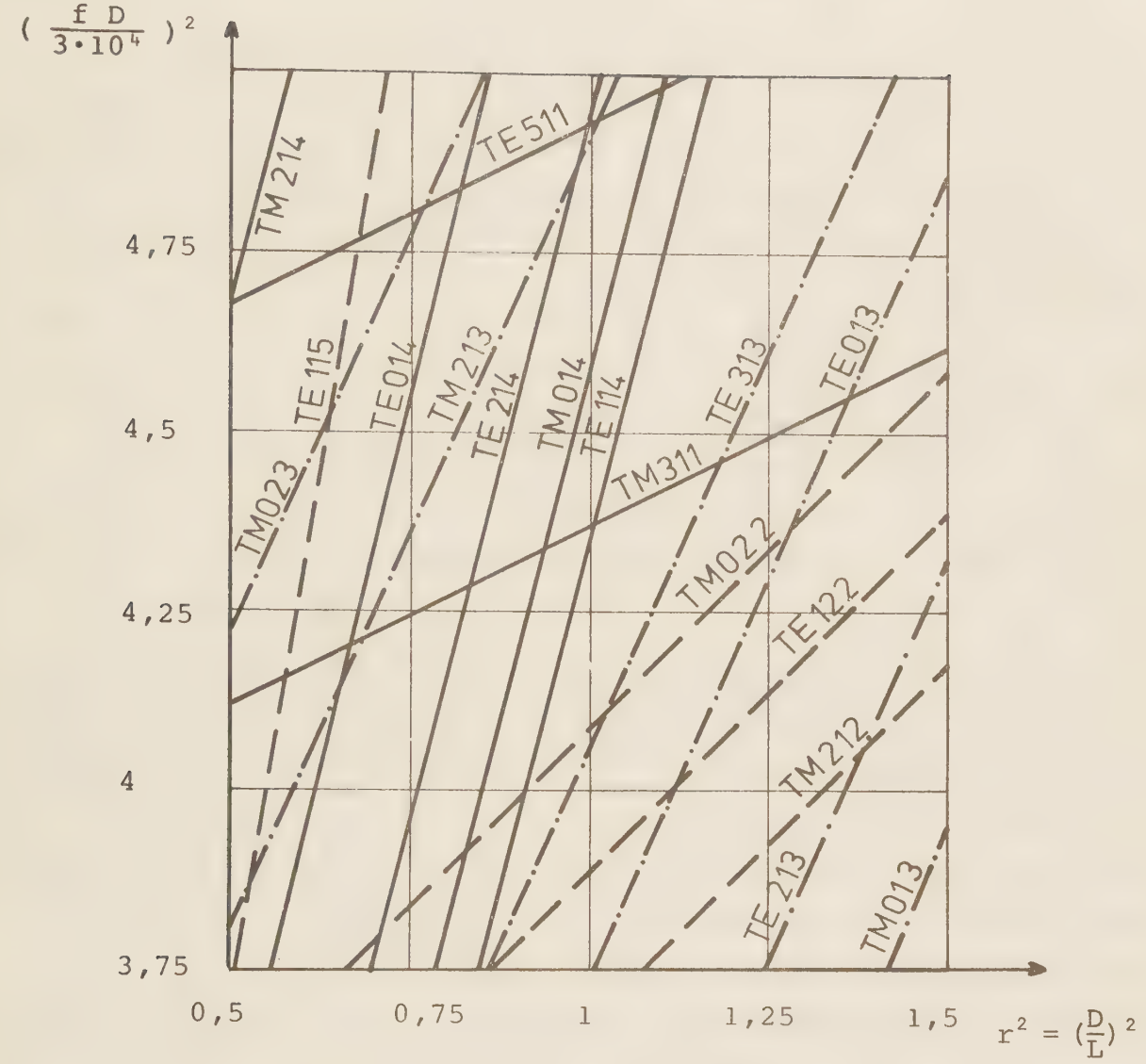
Pratiquement, on a un encombrement minimal et un bon facteur de qualité pour $r = 1$.

La carte des modes (figure 2.4, page 35) qui est une représentation de la relation [23] :

$$(fD)^2 = \left(\frac{C\,\nu_{\ell m}}{\pi}\right)^2 + \left(\frac{C\,n}{2}\right)^2 + r^2 \qquad (2.22)$$

permet de prévoir si, au voisinage d'un mode donné, il n'existe pas d'autres modes susceptibles de se coupler (donc parasites).

FIGURE 2.4.



2.4.3. REPARTITION DES CHAMPS A L'INTERIEUR DE LA CAVITE

Pour le mode TE_{114}, les champs à l'intérieur de la cavité s'écrivent, dans le cas de coordonnées cylindriques :

$$\vec{H} = \left| \begin{array}{l} H_z = H_0 \cdot J_1(\frac{2\pi r}{\lambda_c}) \cdot \cos\phi \cdot \sin\beta_g \cdot z \cdot e^{-j\omega t} \\ H_r = H_0 \cdot \frac{\lambda_c}{\lambda_g} \cdot J_1'(\frac{2\pi r}{\lambda_c}) \cdot \cos\phi \cdot \cos\beta_g \cdot z \cdot e^{-j\omega t} \\ H_\phi = -H_0 \cdot \frac{\lambda_c}{\lambda_g} \cdot \frac{J_1(\frac{2\pi r}{\lambda_c})}{\frac{2\pi r}{\lambda_c}} \cdot \sin\phi \cdot \cos\beta_g \cdot z \cdot e^{-j\omega t} \end{array} \right. \qquad (2.23)$$

$$\vec{E} = \left| \begin{array}{l} E_z = 0 \\ E_r = -j \frac{\lambda_c}{\lambda} \cdot H_0 Z_0 \frac{J_1(\frac{2\pi r}{\lambda_c})}{\frac{2\pi r}{\lambda_c}} \cdot \sin\phi \cdot \sin\beta_g \cdot z \cdot e^{-\omega t} \\ E_\phi = -j H_0 Z_0 \frac{\lambda_c}{\lambda} \cdot J_1'(\frac{2\pi r}{\lambda_c}) \cdot \cos\phi \cdot \sin\beta_g \cdot z \cdot e^{-\omega t} \end{array} \right. \qquad (2.24)$$

λ_c : longueur d'onde à la coupure ; $\lambda_c/2 = \pi R/\nu_{11}$ (ν_{11} : racine première de J_1') ;

λ_g : longueur d'onde guidée liée à la longueur de la cavité L par la relation $\lambda_g/2 = L/4$;

λ : longueur d'onde libre ; on a évidemment :

$$\frac{\lambda}{2} = \left((\frac{4}{L})^2 + (\frac{\nu_{11}}{\pi R})^2 \right)^{-1/2} ;$$

Z_0 : impédance caractéristique du vide.

La figure 2.5 représente la configuration des champs électrique et magnétique. Cette configuration permet de déterminer la position du trou de couplage entre guide et cavité. Le diamètre du trou de couplage est ajusté expérimentalement de façon à avoir le couplage critique.

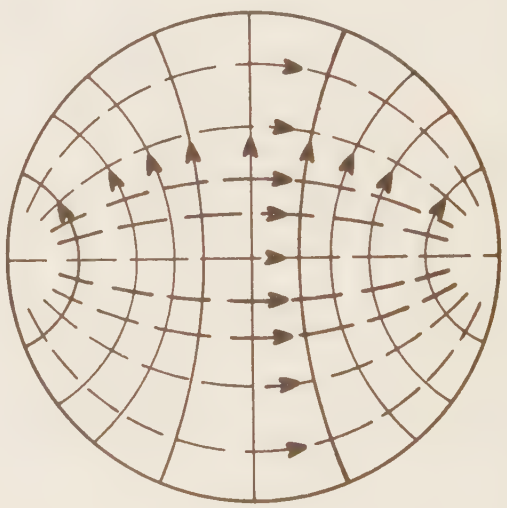
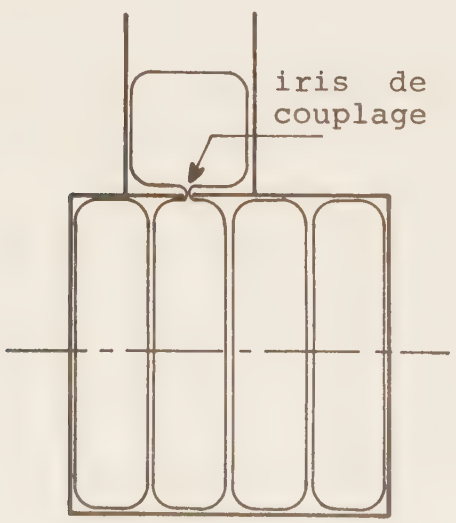
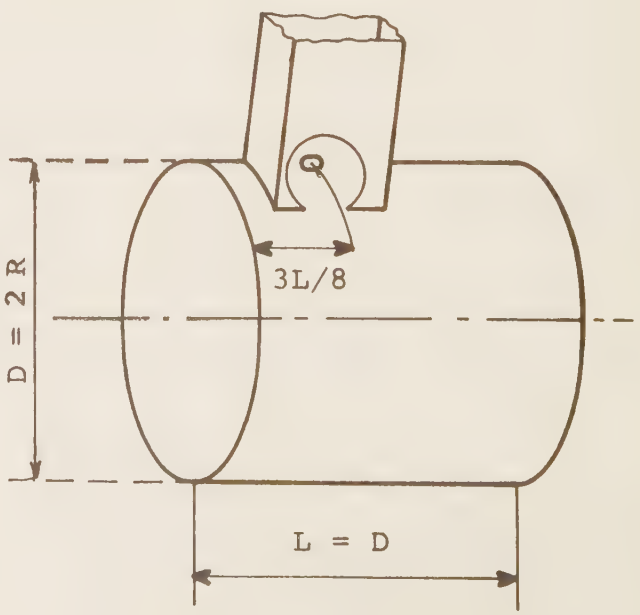


FIGURE 2.5. ——— $\vec{E}$; - - - - - $\vec{H}$





2.5. SPECTROMETRE HYPERFREQUENCE

On peut utiliser une cavité de trois façons différentes (transmission, réflexion, absorption). Des études approfondies [14] ont montré que ces trois montages fondamentaux ont des sensibilités identiques. Ce sont des questions d'ordre pratique (interprétation des résultats) et technologiques (encombrement) qui ont motivé le choix de la cavité montée en réflexion.

2.5.1. SENSIBILITE DU SPECTROMETRE

Dans le paragraphe précédent, nous avons étudié la sensibilité de la cavité seule. Un spectromètre idéal fait appel à un circulateur (figure 2.6).

La matrice de répartition : $S = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{vmatrix}$ montre qu'il n'y a pas de pertes d'énergie entre générateur et cavité et pas de pertes de signal entre cavité et crital détecteur.

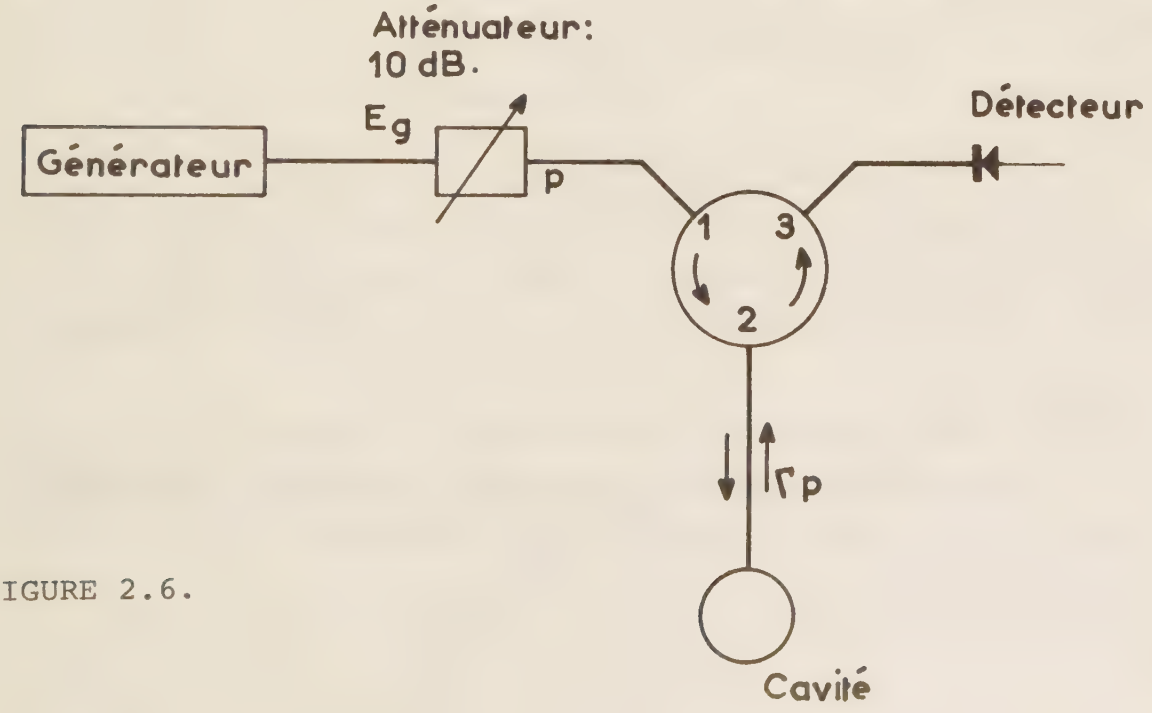


FIGURE 2.6.

Si on désigne par n l'efficacité du cristal définie par la relation :

$$v_D = n \sqrt{P_D} \qquad (2.25)$$

dans laquelle v_D est la tension recueillie sur le cristal en fonction de la puissance H.F. reçue P_D (on fait l'hypothèse d'une détection linéaire car les variations de puissance sont très faibles).

Compte tenu de la relation 2.15, la tension sur le cristal s'écrit :

$$v_D = n \sqrt{P_i} \left(\frac{2\pi\eta Q}{\omega\mu_0} \right) \cdot \delta R_s \quad . \qquad (2.26)$$

L'utilisation d'un circulateur pour réaliser le discriminateur H.F. représente le cas idéal car, comme nous l'avons dit, il n'y a pas de pertes d'énergie.

Malheureusement, le circulateur est un appareil extrêmement sensible au champ magnétique ; il a en outre une faible bande passante dans laquelle le fonctionnement est correct, et d'autre part, c'est un élément qui introduit du bruit.

Il ne nous est pas possible, à cause de ces raisons, de l'utiliser dans nos montages expérimentaux.

2.5.2. UTILISATION D'UN TE MAGIQUE

Le schéma du discriminateur est représenté figure 2.7. Dans la branche 2, la puissance transmise est fonction de $(R_3 - R_4)$; R_3, R_4 : coefficients de réflexion de la branche 3, de la branche 4.

Si on met une charge adaptée dans la branche 3, on aura $R_{C_3} \equiv 0$. Cependant, il y aura pertes de 3 dB de la puissance incidente et de 3 dB de la puissance réfléchie.

Le signal détecté s'écrit alors :

$$v_D = n \sqrt{P_i/4} \left(\frac{2\pi\eta Q}{\omega\mu_0} \right) \cdot \delta R_s \quad . \qquad (2.27)$$

On constate donc une perte en sensibilité de 6 dB de ce spectromètre comparé au précédent.

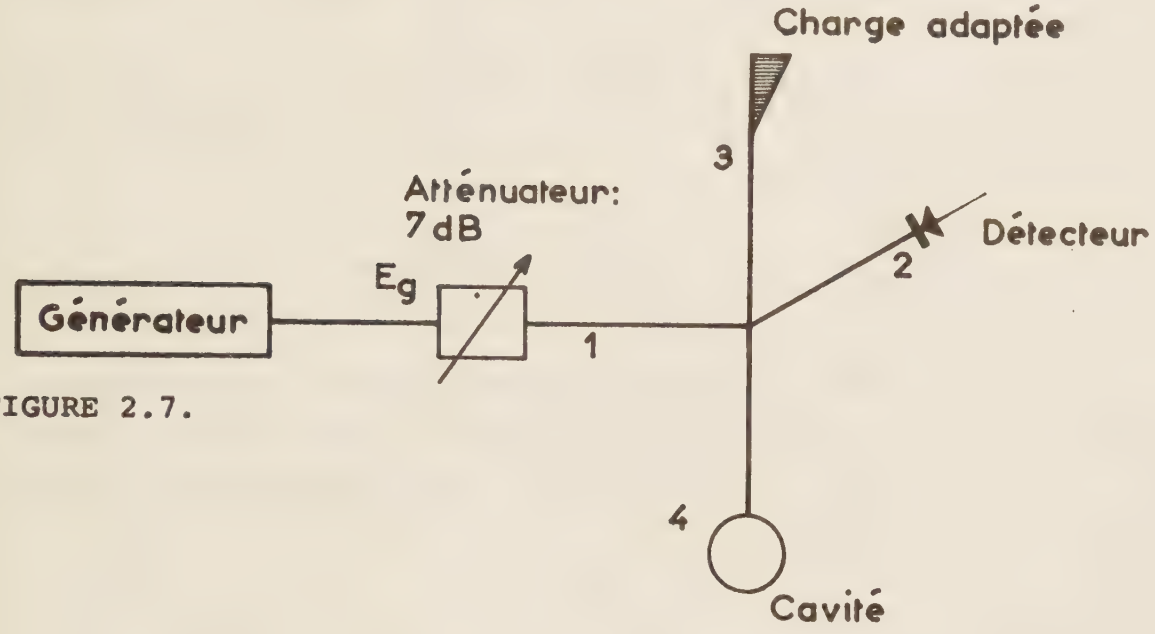


FIGURE 2.7.

2.5.3. UTILISATION D'UN COUPLEUR 10 dB EN INVERSE

On a constaté expérimentalement qu'il était nécessaire d'atténuer la puissance incidente de 10 dB environ, sinon il y a risque de détérioration des échantillons (surtout pour les faibles épaisseurs). On a utilisé cette contrainte pour favoriser le passage du signal dans le sens cavité → cristal détecteur.

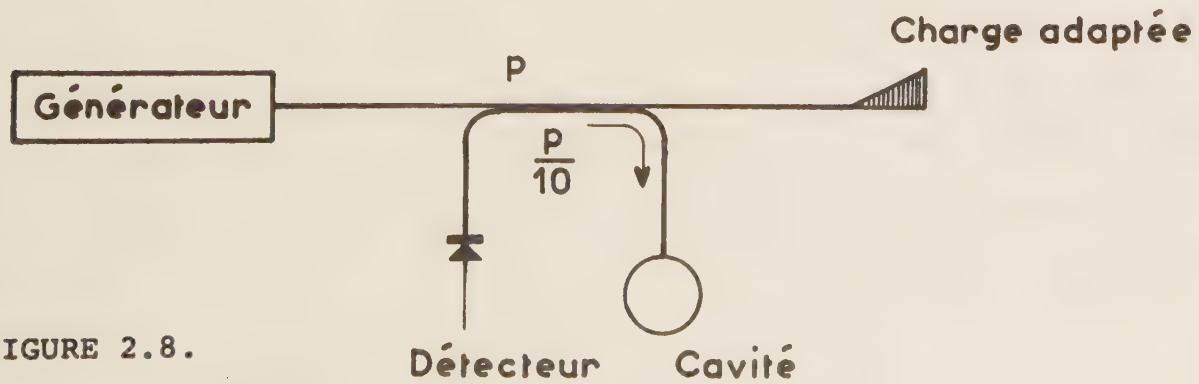


FIGURE 2.8.

Dans ce cas, pratiquement toute la puissance réfléchie par la cavité (à 1 dB près) arrive sur le cristal.

Le signal sur le cristal détecteur s'écrit :

$$v_D = n \times \sqrt{\frac{9}{10} \times \frac{1}{10} \times P_i} \quad \frac{2\pi\eta Q}{\omega\mu_0} \cdot \delta R_s \quad . \qquad (2.28)$$

Compte tenu de la contrainte précédente (atténuation de 10 dB de la puissance incidente), le signal sur le cristal, dans le cas d'un discriminateur avec té magique, s'écrit :

$$v_D = n \times \sqrt{\frac{1}{2} \times \frac{1}{10} \times P_i} \quad \frac{2\pi\eta Q}{\omega\mu_0} \cdot \delta R_s \quad . \qquad (2.29)$$

Avec un coupleur 10 dB utilisé en inverse, on perd donc seulement 1 dB en sensibilité par rapport au cas idéal (circulateur), mais on gagne 2 dB par rapport au discriminateur classique avec té magique.

2.6. SCHEMA DU SPECTROMETRE H.F.

Dans la plupart de nos mesures en réflexion, le pont de spectromètre utilisé sera le suivant (figure 2.9, page 41).

Ce montage est très souple d'emploi car les réglages sont vraiment réduits au minimum (adaptation du cristal) et il n'y a pas de risque de fausses manoeuvres (protection des échantillons par l'atténuation 10 dB).

Le coupleur utilisé a une bonne directivité (40 dB environ) dans une bande de fréquence assez grande autour de 24 GHz.

La stabilisation de la fréquence du générateur (klystron Varian) se fait par asservissement de la tension réflecteur.

Avec le synthétiseur utilisé (Rhode & Schwarz), nous obtenons une stabilité de l'ordre de 10^{-8} .

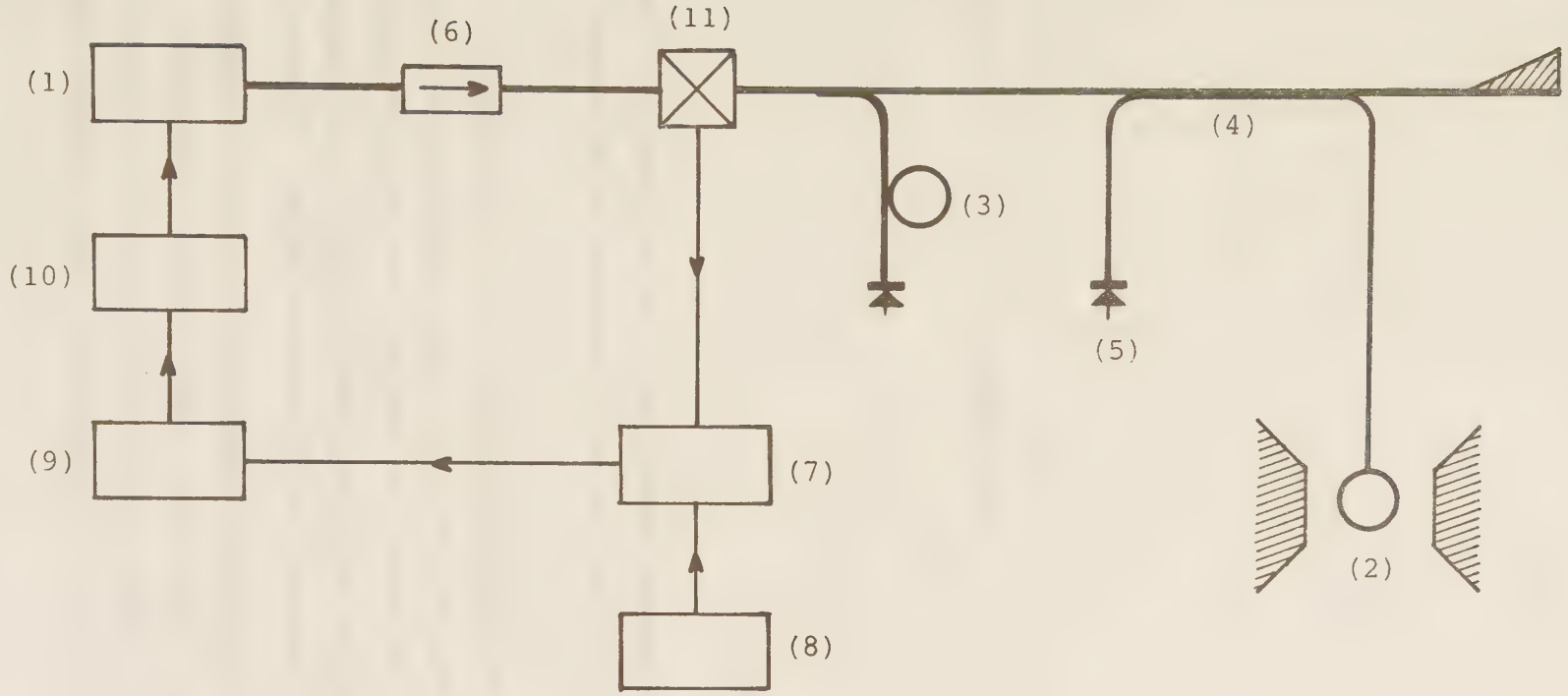


FIGURE 2.9.

(1) Klystron
(2) Cavité
(3) Ondemètre
(4) Coupleur 10 dB
(5) Cristal
(6) Isolateur
(7) Comparateur
(8) Oscillateur local
(9) Synthétiseur
(10) Alimentation
(11) Mélangeur

Chapitre 3

SPECTROMETRE B.F. ET DETECTION

METHODE GENERALE DE MESURE

Les phénomènes magnétiques que l'on se propose d'étudier sont fonction, entre autres, de la fréquence et du champ magnétique appliqué.

La fréquence est imposée (celle de la cavité), la seule variable expérimentale, est donc le champ magnétique. Le problème consiste donc à étudier les variations de puissance sur le détecteur, en fonction du champ magnétique. Généralement, on a des courbes faisant apparaître plusieurs pôles (figure 3.1).

Pour l'exploitation des résultats, il est intéressant de connaître la position des pôles ainsi que les largeurs des raies obtenues. Il est donc préférable d'avoir la courbe dérivée (figure 3.1) qui permet de déterminer ces grandeurs avec plus de précision.

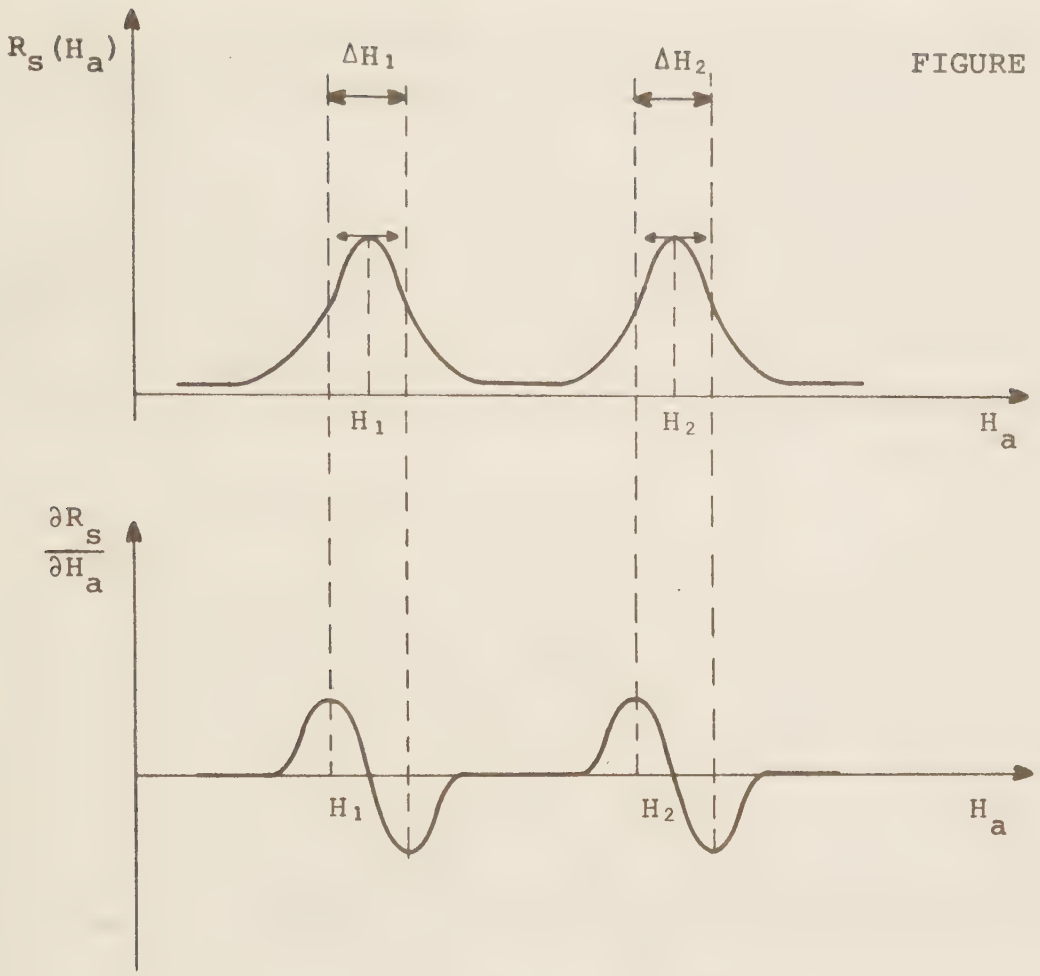
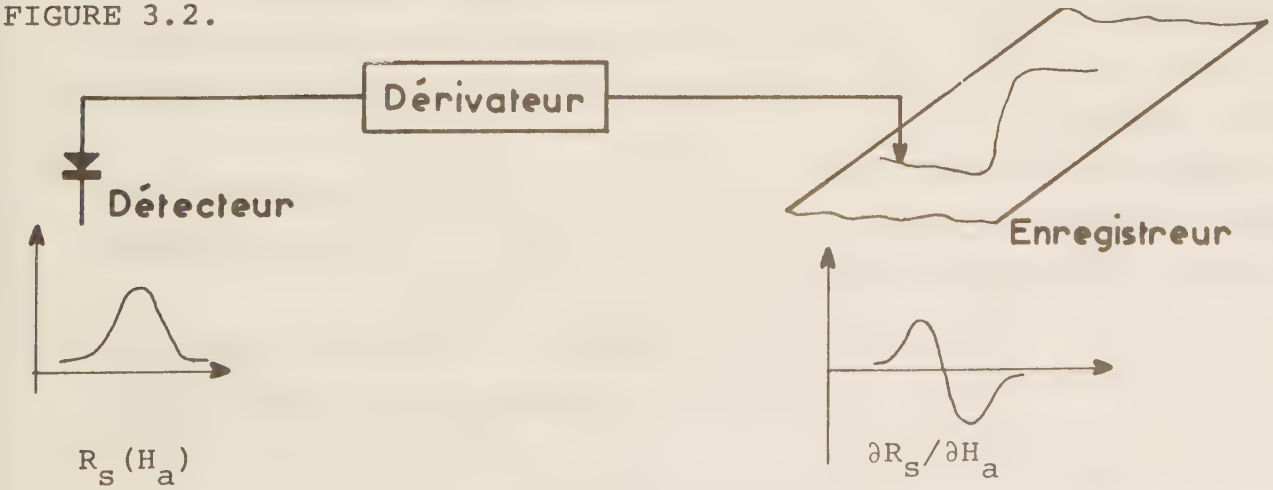


FIGURE 3.1.

On peut évidemment dériver la courbe d'absorption (à l'aide d'un dérivateur électronique - figure 3.2).

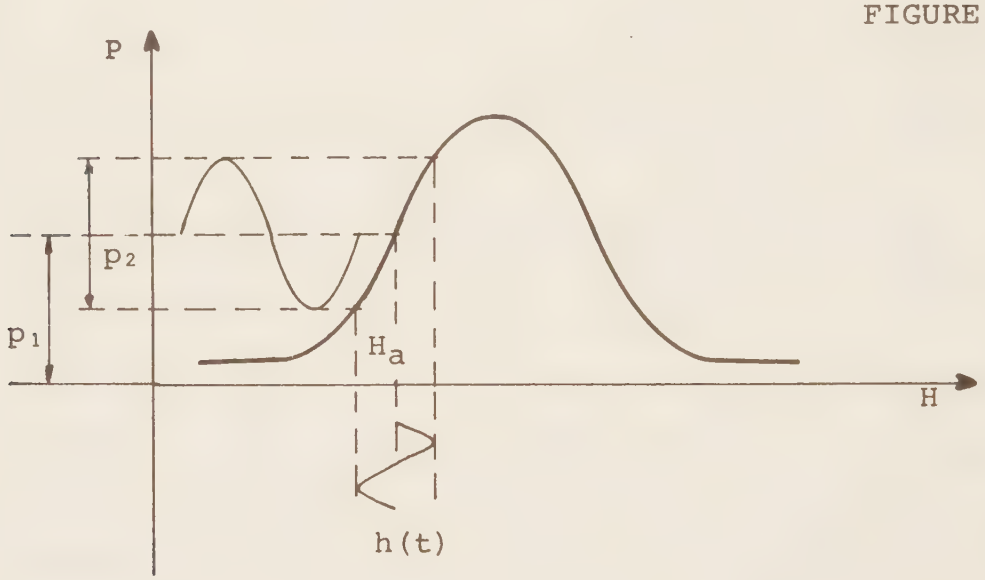
FIGURE 3.2.



Cette solution n'est pas satisfaisante pratiquement, car la dérivation est une opération délicate qui s'effectue toujours avec du bruit.

Il est préférable de chercher à obtenir directement sur le cristal détecteur un signal proportionnel à la dérivée. Pratiquement, il suffit de superposer au champ extérieur appliqué H_a (lentement variable, de période T_a) un champ alternatif de basse fréquence (10 kHz environ) de la forme (figure 3.3) : $h_m(t) = H_m \sin 2\pi \frac{t}{T_m}$.

FIGURE 3.3.



Le signal sur le cristal se décompose entre autres en :
.un signal p_1, qui dépend de H_a, donc fonction de l'absorption
.un signal p_2, qui dépend de $h_m(t)$, donc fonction de la dérivée de l'absorption.

Le problème consiste alors à détecter un signal alternatif de basse fréquence (période T_m) dont l'amplitude est sensiblement l'image de la dérivée de la courbe d'absorption.

On peut montrer [25] que l'image est d'autant meilleure que :
. $T_a \gg T_m$ (hypothèse de stationnarité de H_a par rapport à $h_m(t)$) ;
. $\Delta H \gg H_m$ (hypothèse de linéarité).

Comme nous l'avons mentionné, les puissances mises en jeu sont extrêmement faibles, donc les signaux sont "noyés" dans du bruit.

Il existe diverses méthodes susceptibles de séparer les signaux utiles du bruit.

Dans notre cas particulier, on dispose d'une référence de fréquence (celle de la modulation) et seule l'amplitude des signaux nous intéresse ; le détecteur synchrone semble l'appareil le plus adapté à notre problème.

3.1. DETECTION SYNCHRONE

3.1.1. DEFINITION DU RAPPORT $(S/B)_e$ A L'ENTREE

Supposons un signal f(t) composé d'un signal utile de la forme :

$$s(t) = S_0 \cos(\omega_0 t + \phi) \qquad (3.1)$$

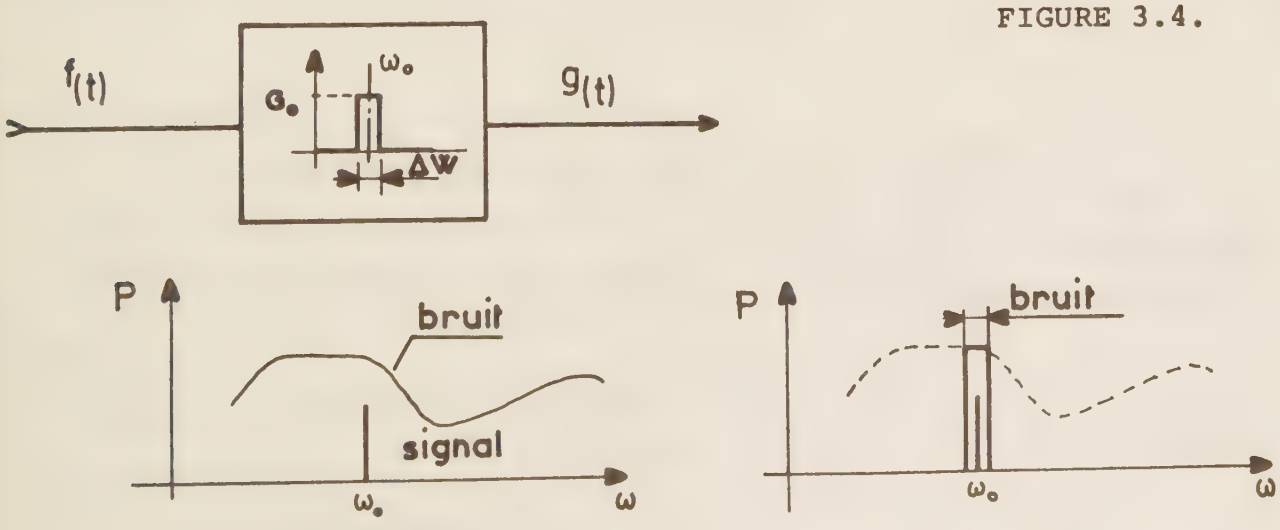
et d'un bruit b(t) quelconque. Généralement, le signal s(t) est très faible ; on l'amplifie avec un amplificateur de gain G_0 dans une bande de fréquence $\Delta\omega$ faible :

.le signal s(t) sera amplifié ;

.seules les composantes spectrales du bruit comprises entre $\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}$ et $\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}$ seront amplifiées ;

(figure 3.4).

FIGURE 3.4.



Spectre de f(t)

Spectre de g(t)

On désignera par $\tilde{b}(t)$ le bruit dont les composantes sont comprises entre $\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}$ et $\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}$.

A la sortie de l'amplificateur, le signal g(t) s'écrit donc :

$$g(t) = G_0 S_0 \cos(\omega_0 t + \phi) + G_0 \tilde{b}(t) \quad . \qquad (3.2)$$

On peut montrer que $\tilde{b}(t)$ peut se mettre sous la forme [32] :

$$\tilde{b}(t) = X(t) \cdot \cos \omega_0 t + Y(t) \cdot \sin \omega_0 t \qquad (3.3)$$

X(t) et Y(t) étant des variables aléatoires, lentes dans le temps, telles que $< X(t) > = < Y(t) > \equiv 0$, et : $< X^2(t) > = < Y^2(t) > = \frac{1}{2} P_{bruit}$ compris entre $\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}$ et $\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}$.

La puissance du signal, après amplification, s'écrit :

$$P_s = \frac{1}{2} G_0^2 S_0^2 \quad . \qquad (3.4)$$

$\tilde{b}(t)$ peut être supposé blanc (puisque $\omega_0 \gg \Delta\omega$). Si on désigne par B_0 la densité spectrale au voisinage de ω_0, on aura : $P_b = G_0^2 B_0^2 \Delta\omega$.

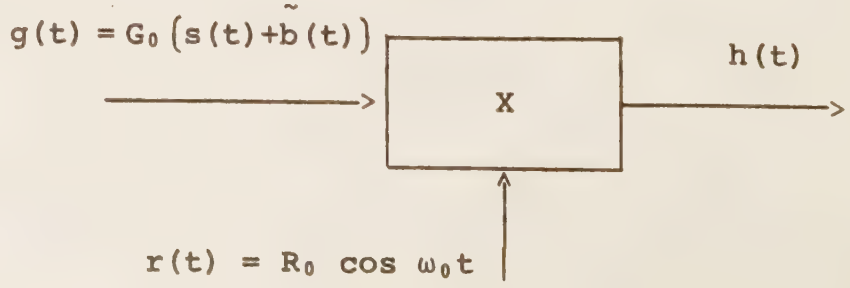
Le rapport S/B à la sortie de l'amplificateur sélectif (donc à l'entrée du détecteur synchrone) est alors :

$$(S/B)_e = \frac{P_{signal}}{P_{bruit}} = \frac{1}{2} \frac{S_0^2}{B_0^2 \cdot \Delta\omega} \quad . \qquad (3.5)$$

3.1.2. RAPPELS THEORIQUES SUR LA DETECTION SYNCHRONE [35]

Soit le signal $g(t) = G_0 \left(S_0 \cos(\omega_0 t+\phi) + \tilde{b}(t)\right)$ défini précédemment. Multiplions ce signal par un signal de référence de la forme (figure 3.5) : $r(t) = R_0 \cos \omega_0 t$.

FIGURE 3.5.



A la sortie du multiplieur, le signal h(t) s'écrit :

$$t)=\frac{1}{2}S_0G_0R_0\cos\phi+\frac{1}{2}S_0G_0R_0\cos 2\omega_0 t+\frac{1}{2}R_0G_0X(t)+\frac{1}{2}R_0G_0X(t)\cos 2\omega_0 t+\frac{1}{2}R_0G_0Y(t)\sin 2\omega_0 t \quad . \quad (3.6)$$

Si ce signal h(t) passe dans un filtre passe-bas (circuit du premier ordre, de constante de temps τ), seules les composantes telles que $\omega < 1/\tau$ ne seront pas atténuées. Le signal x(t) à la sortie du filtre est donc :

$$x(t) = \frac{1}{2} R_0 G_0 S_0 \cos\phi + \frac{1}{2} R_0 G_0 X(t) \qquad (3.7)$$

Le schéma synoptique de la détection synchrone est donc le suivant (figure 3.5) :

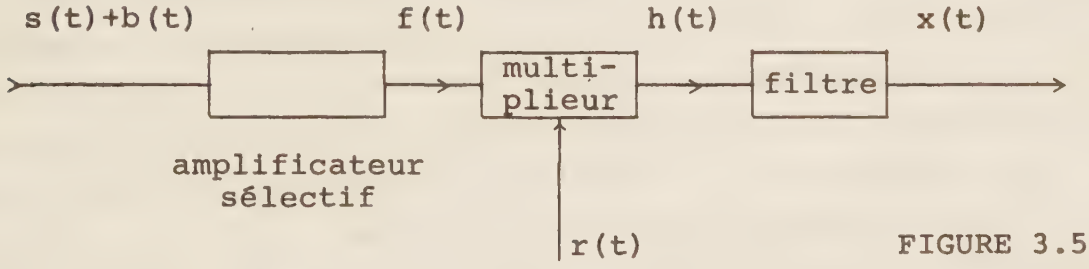


FIGURE 3.5.

3.1.3. RAPPORT $(S/B)_s$ EN SORTIE

Compte tenu de la relation 3.7, la puissance du signal en sortie s'écrit ;

$$P_s = \frac{1}{4} G_0^2 S_0^2 R_0^2 \cos^2\phi \qquad (3.8)$$

et la puissance du bruit est alors :

$$P_b = \frac{1}{4} \frac{R_0^2 G_0^2 B_0^2}{2\tau} \quad . \qquad (3.9)$$

Le rapport $(S/B)_s$ est alors égal à (voir également Annexe 3) :

$$(S/B)_s = \frac{P_{signal}}{P_{bruit}} = 2\tau \frac{S_0^2 \cos^2\phi}{B_0^2} \quad . (3.10)$$

3.1.4. FACTEUR DE BRUIT

Pour l'ensemble des opérations (amplification, multiplication, filtrage), le facteur de bruit s'écrit :

$$F = \frac{(S/B)_s}{(S/B)_e} = 4\,\tau \cdot \Delta\omega \cdot \cos^2\phi \quad . \qquad (3.11)$$

REMARQUES :

.Le facteur de bruit sera optimal lorsque $\phi = k\pi$; il y a donc nécessité de prévoir un déphaseur pour satisfaire à cette condition.

.Pour le choix de la constante de temps τ, on est limité par l'hypothèse de stationnarité du phénomène (voir début du chapitre) et il faut satisfaire à la condition $\tau \ll T_a$.

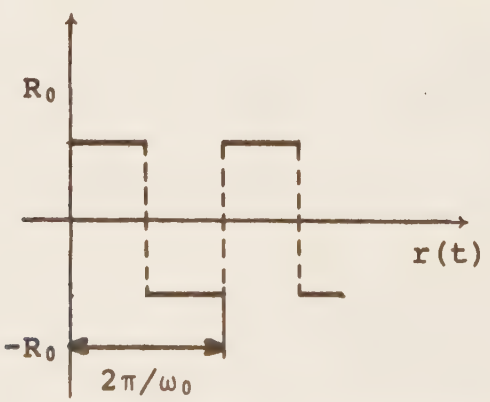
.Généralement, le bruit dans lequel est noyé le signal n'est pas blanc [34] (composantes en $\frac{1}{f}$ du cristal, 50 Hz parasite). On a donc intérêt à choisir la fréquence de modulation ω_0 dans une région où les appareils (en particulier le cristal détecteur et l'amplificateur d'entrée) ont des composantes spectrales de bruit minimales.

.En pratique, il est délicat de faire un bon multiplieur linéaire. On préfère prendre un signal de la forme :

$$r(t) = \frac{4}{\pi} R_0 \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\sin(2p+1)\omega_0 t}{2p+1}$$

obtenu à l'aide d'un "chopper" (modulateur) à double effet (figure 3.7) :

FIGURE 3.7.



Le facteur de bruit sera sensiblement identique à celui trouvé précédemment.

3.2. APPAREILLAGE B.F. DE DETECTION

Il existe de nombreux détecteurs synchrones disponibles dans le commerce. Ces appareils peuvent généralement fonctionner sur plusieurs fréquences nominales et utilisent donc des amplificateurs bas niveau (préamplificateur) à large bande (exemple : Philips PM.7835 et préamplificateur PM.6045) ce qui limite la sensibilité car on introduit du bruit aux faibles niveaux. D'autre part, ces appareils ont des déphaseurs automatiques dont la dynamique est relativement faible (± 30° pour le PM.7835) ce qui est insuffisant dans notre cas (voir paragraphe 3.3).

Ces principales considérations font que l'on a été amené à réaliser un appareil s'adaptant plus spécifiquement à nos conditions de travail.

3.2.1. CRISTAL DETECTEUR

Dans une série de détecteurs disponibles (une douzaine du type 1 N 26), des mesures ont été faites de façon à choisir le détecteur ayant le minimum de bruit (8 à 10 dB N.F.) et une bonne efficacité de détection.

Ces mesures montrent qu'il y a une grande disparité dans les caractéristiques des détecteurs H.F.

3.2.2. PREAMPLIFICATEUR A BAS NIVEAU

C'est le premier élément d'amplification qui vient juste après le cristal détecteur. Il doit avoir un gain important (10^6 environ - voir chapitre 2) pour que le niveau à l'entrée de la détection synchrone soit suffisant.

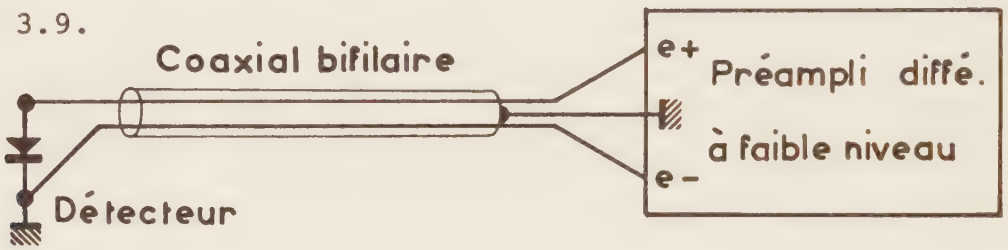
Il doit avoir un bruit ramené en entrée faible (de l'ordre du nanovolt) et une dynamique importante (de l'ordre de quelques microvolts) pour éviter la saturation par le bruit, même aux forts niveaux : il y a donc nécessité de limiter la bande passante dès le premier étage.

Il doit aussi assurer l'adaptation d'impédance du cristal (non seulement au point de vue énergétique, mais aussi au point de vue bruit).

Ces considérations font que l'on a réalisé ce préamplificateur suivant le schéma de la figure 3.8 (page 51).

La struction différentielle de l'ensemble permet une bonne stabilité des différents étages et aussi une réjection du bruit ramené par le câble de liaison au cristal (figure 3.9) :

FIGURE 3.9.

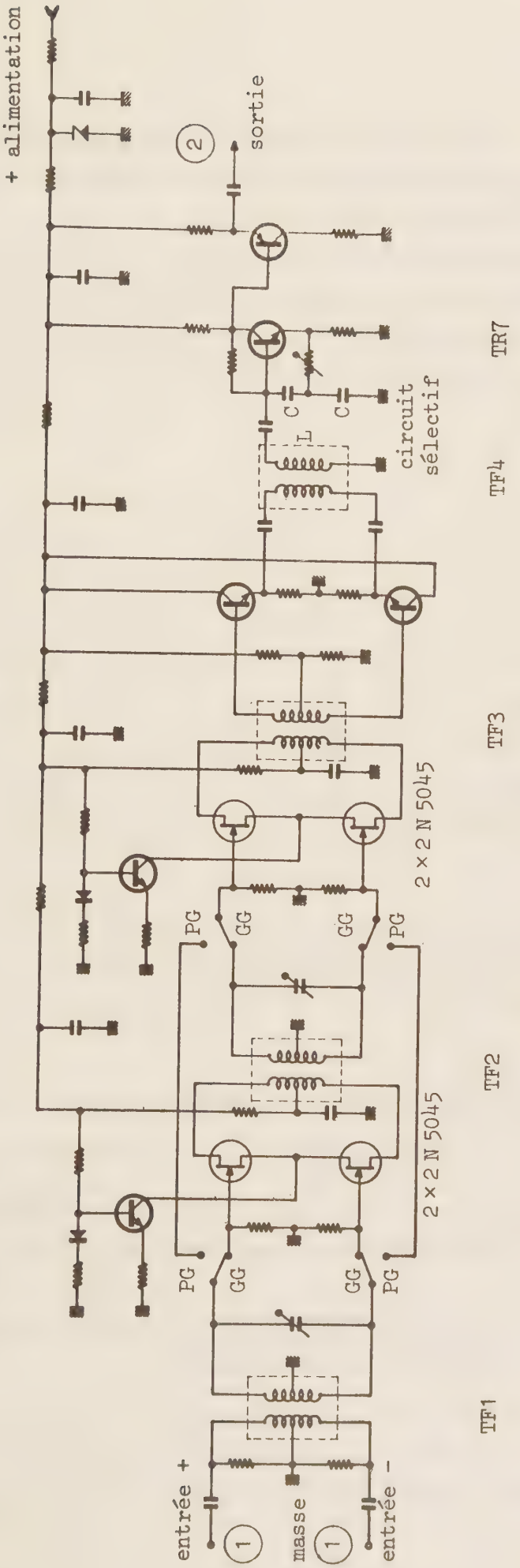


La particularité de ce préamplificateur vient du fait que les deux paires de transistors à effet de champ utilisés (type 2 N 5045) assurent uniquement l'adaptation entre TF1 et TF2 ainsi que TF2 et TF3. Le gain en tension n'est donné que par le rapport de transformation (4 à vide) et le facteur de surtension (100 à vide) des circuits couplés. Cette solution assure non seulement une bonne stabilité en fréquence et en gain, mais donne aussi des facteurs de bruit importants, car les transistors à effet de champ sont polarisés avec un très faible courant (100 µA).

Pour une fréquence nominale de 10 kHz, la bande passante de ces deux premiers étages est de 200 Hz pour un gain de 80 dB.

Un commutateur (petit gain P.G., grand gain G.G.) permet d'utiliser un ou deux étages suivant le niveau d'entrée.

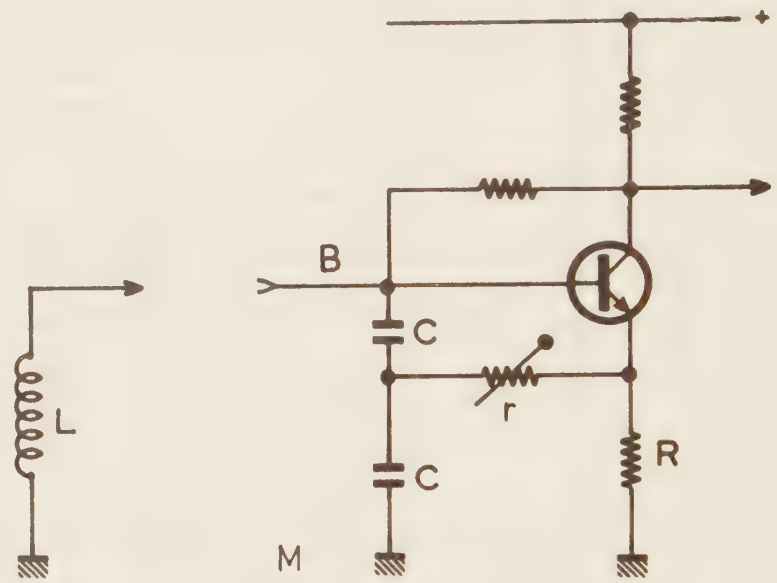
FIGURE 3.8. Schéma de principe du préamplificateur sélectif à très bas niveau d'entrée



Pour éliminer une grande partie du bruit, nous avons réalisé ensuite un circuit à grande sélectivité (Q ajustable de 100 à 1 000) [33].

Ce circuit est constitué par TF4 et TR7. Le transistor TR7 se comporte (entre base et masse) comme une résistance négative dont la valeur peut être ajustée (figure 3.10) :

FIGURE 3.10.



$$Z_{BM} = \frac{2}{jC\omega} - \frac{1}{C^2\omega^2\,\rho}$$

avec $\rho = r + \frac{R}{h_{21}}$

La sélectivité de l'ensemble est donc donnée essentiellement par ce dernier étage.

Pour un facteur de qualité de 300 ($\Delta f = \pm 15$ Hz), les performances de ce préamplificateur sont les suivantes :

.amplification P.G. : 100 dB (10^5)

G.G. : 130 dB ($3 \cdot 10^6$)

.tension de bruit ramenée en entrée : $\leqslant$ 30 nV (en RMS), entrée en circuit ouvert

$\leqslant$ 10 nV , entrée en court-circuit

$\leqslant$ 5 nV , circuit fermé sur son impédance nominale (5 kΩ env.).

Ces mesures sont approximatives parce que très délicates à faire.

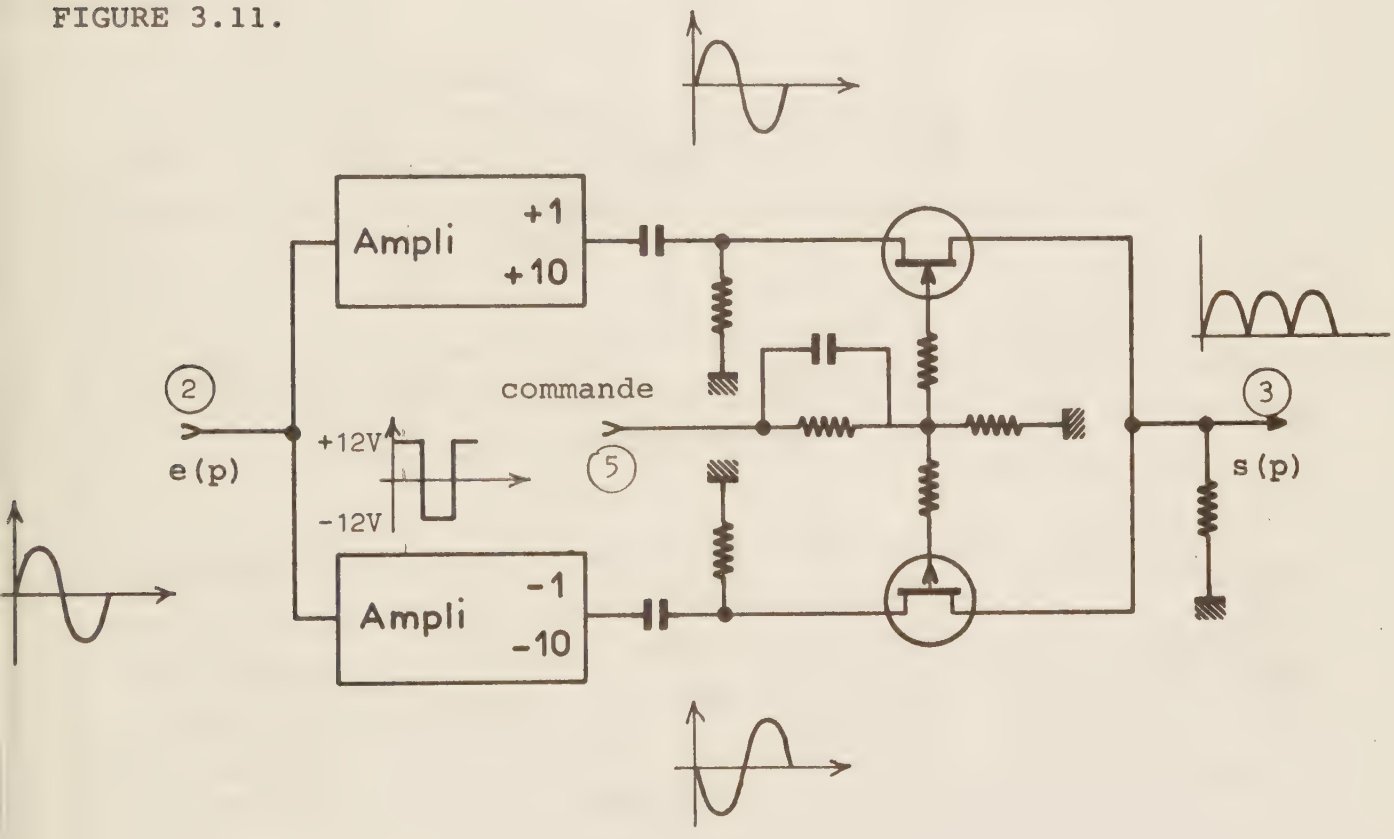
La dérive en fréquence de l'ensemble est de l'ordre de 1 Hz pour 10 heures de fonctionnement.

Cet ensemble est monté dans un boîtier, avec blindage magnétique et alimentation incorporée (piles), permettant ainsi de le placer aussi près que possible du cristal.

3.2.3. CIRCUIT MULTIPLIEUR (ou modulateur)

Avec cet étage, nous étudions le détecteur synchrone à proprement parler. C'est un chopper double, réalisé avec des transistors à effet de champ complémentaires (2 N 3819 - 2 N 3820) soigneusement appariés (tension de pincement, résistance dynamique). Des amplificateurs (gain ± 1 ou ± 10) permettent d'attaquer en basse impédance et d'avoir deux signaux en opposition de phase (figure 3.11).

FIGURE 3.11.



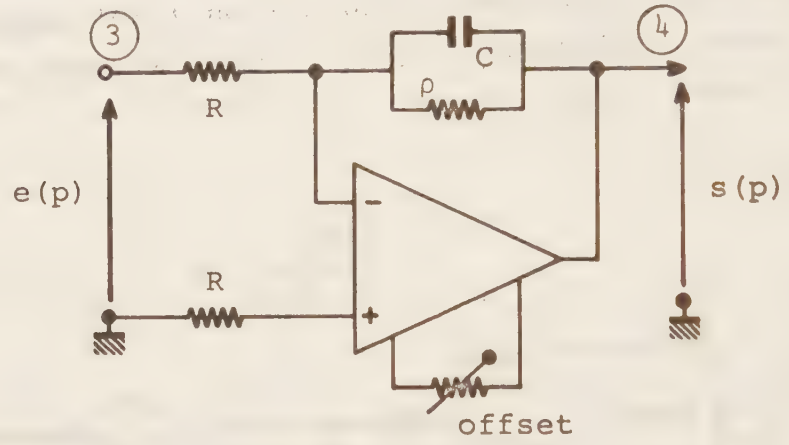
Avec une tension de commande de ± 12 V (créneaux), la dynamique maximale des signaux est de ± 7 V (au-delà, légère distorsion aux forts signaux).

Ce système fonctionne correctement aux faibles niveaux (quelques µV).

3.2.4. FILTRE PASSE-BAS (ou intégrateur)

Nous avons utilisé un amplificateur opérationnel bouclé qui assure l'adaptation à la sortie du modulateur, tout en donnant un gain aux fréquences très basses (figure 3.12).

FIGURE 3.12.



Il faut cependant compenser soigneusement la tension d'offset de cet amplificateur, pour annuler l'erreur de "0" en sortie. Les constantes de temps choisies sont : 0,1 ; 0,3 ; 1 ; 3 ; 10 s .

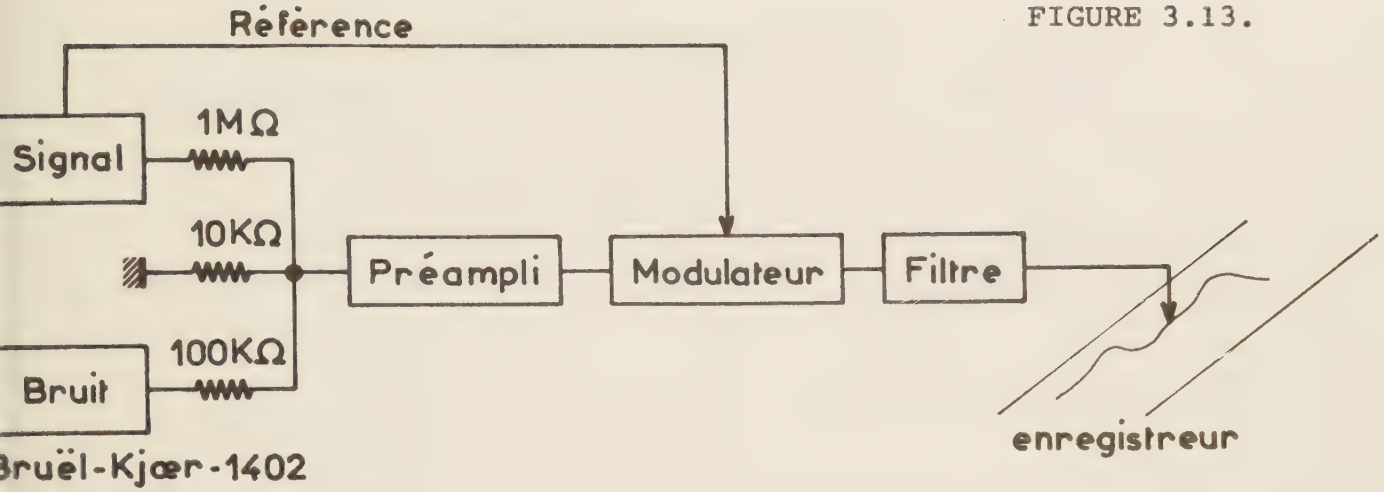
En effet, il n'est pas nécessaire d'avoir des constantes inférieures à 0,1 s, car les appareils qui sont après le filtrage (enregistreur Hewlett-Packard 7035 AM) ont des temps de réponse de l'ordre de 0,1 s. De même, on ne peut aller au-delà de 10 s car on doit satisfaire à l'hypothèse de stationnarité du phénomène (voir remarque, paragraphe 3.1).

La dynamique de sortie de l'intégrateur est de ± 10 V.

3.2.5. PERFORMANCES

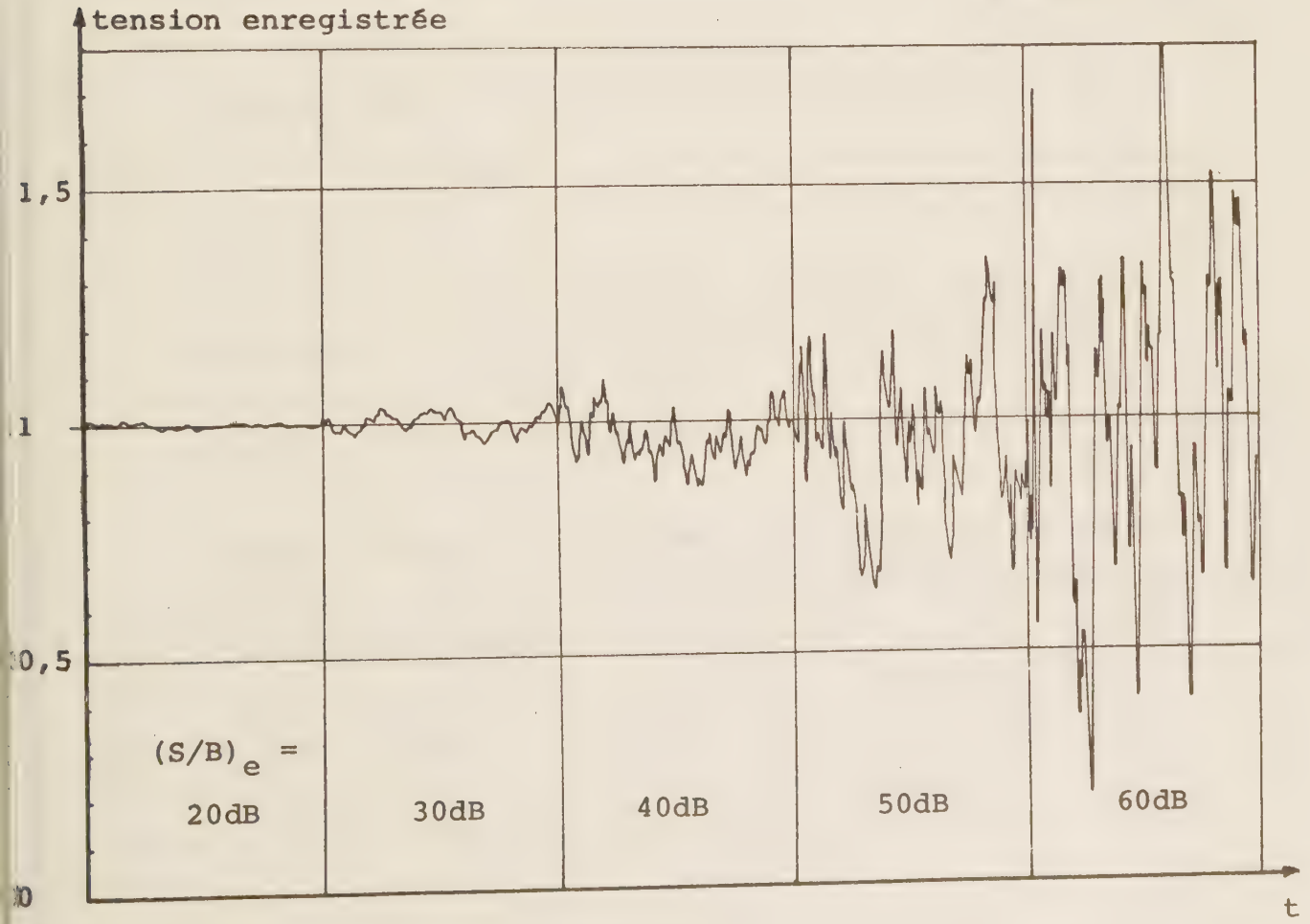
Le détecteur constitué par le préamplificateur sélectif, le modulateur et le filtre a été testé dans les conditions suivantes (figure 3.13).

FIGURE 3.13.



Les enregistrements de la figure 3.14 montrent l'aspect du signal de sortie en fonction du rapport $(S/B)_e$ pour τ = 1 s. On constate que le facteur de bruit de l'ensemble est de 60 dB environ.

FIGURE 3.14.



3.2.6. CALCUL THEORIQUE DU FACTEUR DE BRUIT

Le générateur de bruit utilisé (Bruël & Kjœr, type 1402) donne un bruit blanc entre 20 Hz et 20 kHz.

Si on néglige le bruit du préamplificateur ramené en entrée (hypothèse valable dès que le signal est supérieur à 50 nV), le facteur de bruit du préamplificateur est :

$$F_{pre} = \frac{(S/B)_s}{(S/B)_e} = \frac{P_{bruit_{entrée}}}{P_{bruit_{sortie}}} = \frac{\Delta\omega_e}{\Delta\omega_s} \qquad (3.12)$$

$\Delta\omega_e$: largeur du bruit en entrée (20 kHz) ;
$\Delta\omega_s$: largeur du bruit en sortie (30 Hz).

On obtient alors : $F_{pre} \# 28$ dB .

De même, on peut calculer le facteur de bruit du détecteur synchrone ; on avait trouvé (équation 3.11) :

$$F_{det} = 4\,\tau\,\Delta\omega_s \cos^2\phi \quad ;$$

ce qui, pour $\phi = 0$ et $\tau = 1$ s, donne : $F_{det} \# 28$ dB .

Le facteur de bruit théorique de l'ensemble est donc :

$$F_{th} \# 56 \text{ dB} .$$

3.2.7. VALEUR MINIMALE DE LA TENSION D'ENTREE

Expérimentalement, dans le cas où $\tau = 1$ s et si on admet $(S/B)_s = 20$ dB, on constate que le signal d'entrée ne doit pas être inférieur à 50 pV (limitation due au bruit ramené en entrée du préamplificateur).

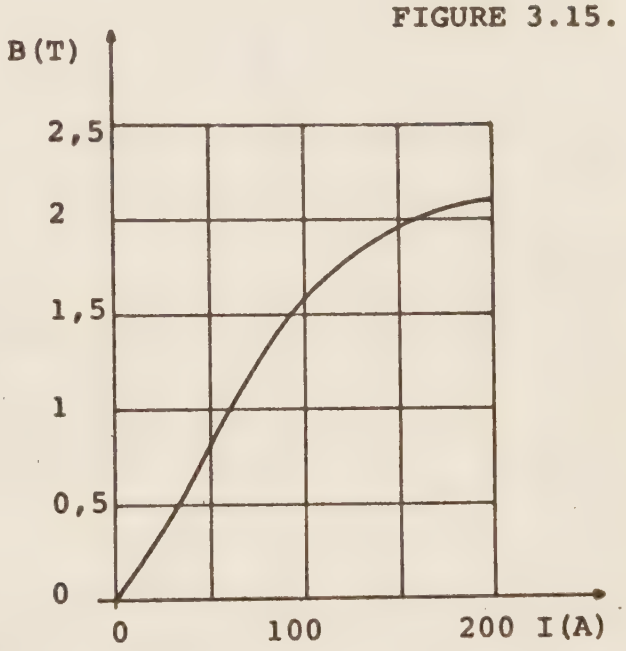
C'est la sensibilité du système. Le signal d'entrée peut atteindre 3 µV. Le signal peut donc varier de 50 pV à 3 µV (position G.G.), ce qui est une dynamique importante (environ 95 dB).

3.3. MODULATION DU CHAMP MAGNETIQUE

3.3.1. CHAMP STATIQUE APPLIQUE H_a

Le champ statique est créé par un électroaimant. Dans un entrefer de 7 cm, on peut obtenir des champs de 20 000 Gauss environ (figure 3.15).

FIGURE 3.15.



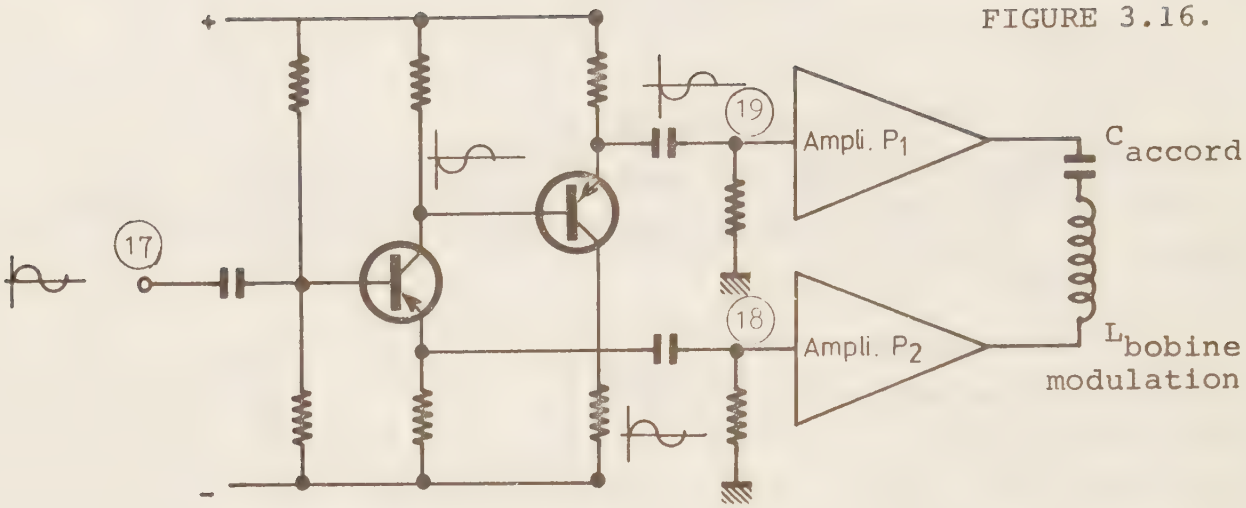
L'alimentation de cet électroaimant a été mise au point par POIZAT [26]. Pour le champ maximum disponible, le bruit résiduel est de l'ordre de 2 Gauss (modulation parasite à 300Hz résultant du triphasé redressé). On peut régler séparément la période de balayage T_a (de quelques secondes à quelques minutes), le point de consigne H_{a_c} (de 0 à 20 000 Gauss) et l'amplitude de balayage autour de la consigne (de 0 à 10 000 Gauss).

3.3.2. CHAMP ALTERNATIF B.F.

Un amplificateur de puissance (50 W) attaque des bobines de modulation (bobines de HELMHÖLTZ) disposées sur les pôles de l'électroaimant.

L'amplificateur de puissance est à structure différentielle de façon à diminuer le bruit par modulation parasite du champ alternatif basse fréquence (en particulier, aux forts niveaux, à cause du 100 Hz parasite de l'alimentation) - figure 3.16.

FIGURE 3.16.

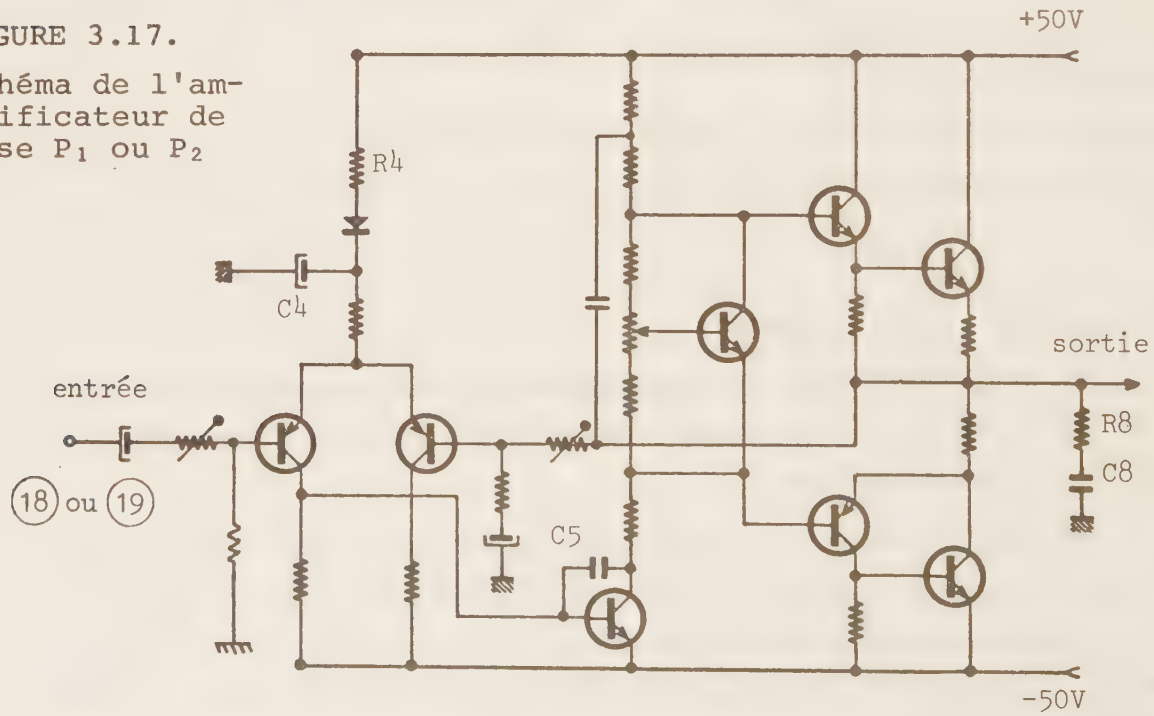


L'amplificateur de base est d'une conception classique (figure 3.17).

On remarque la constante de temps R4C4 qui ralentit le régime transitoire lors de la mise sous tension.

La capacité C5 limite la bande passante (30 kHz) et l'ensemble R8C8 évite les oscillations H.F. qui peuvent apparaître.

FIGURE 3.17.
Schéma de l'amplificateur de base P_1 ou P_2



Avec cet amplificateur, nous pouvons obtenir une tension de sortie de 90 $V_{crête}$.

Les bobines de modulation sont accordées par une capacité C_a de façon à diminuer l'impédance du circuit de modulation. Avec un tel ensemble, on peut obtenir des champs de modulation de 50 Gauss d'amplitude.

La courbe (figure 3.15) montre que la perméabilité apparente de l'électroaimant varie. Il en résulte donc une variation de la self des bobines de modulation qui se traduit par une variation de l'amplitude et de la phase du champ alternatif basse fréquence. Il est donc nécessaire de prévoir un système qui compense ces variations.

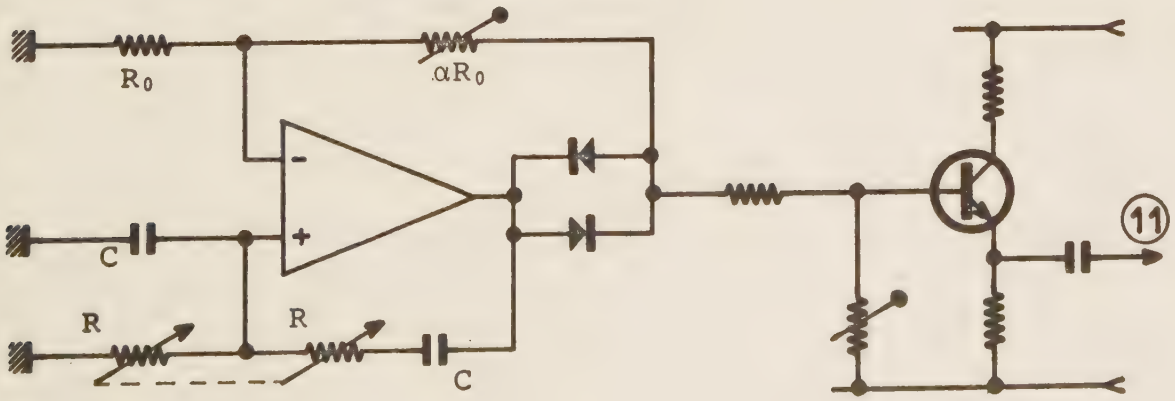
C'est le rôle des circuits de contrôle automatique de gain (C.A.G.) et de contrôle automatique de la phase (C.A.P.).

Nous allons étudier chaque sous-ensemble.

A. GENERATEUR BASSE FREQUENCE

C'est un générateur à pont de WIEN, avec stabilisation d'amplitude par courbure de caractéristiques (figure 3.18).

FIGURE 3.18.



La fréquence d'oscillation (donnée par la relation $RC\omega_0 = 1$) est facilement ajustable et la stabilité de l'ensemble (amplitude, fréquence) est de l'ordre de 1 ‰ pour 10 heures de fonctionnement.

La condition d'oscillation s'écrit : $\alpha \geqslant 2$.

B. CIRCUIT DE COMMANDE DE PHASE

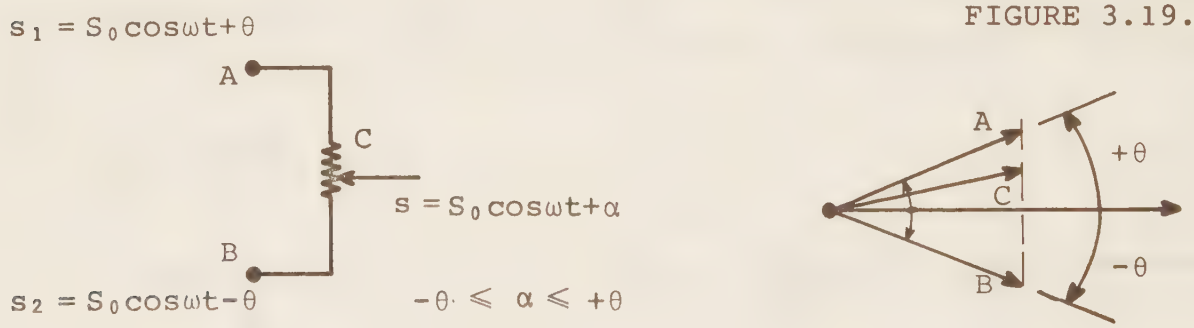
Il comprend un déphaseur qui permet de satisfaire à la condition (voir paragraphe 3.1.3) : $\phi = k\pi$.

Il y a, en plus, un déphaseur automatique qui compense les variations de phase lorsqu'il y a balayage du champ magnétique.

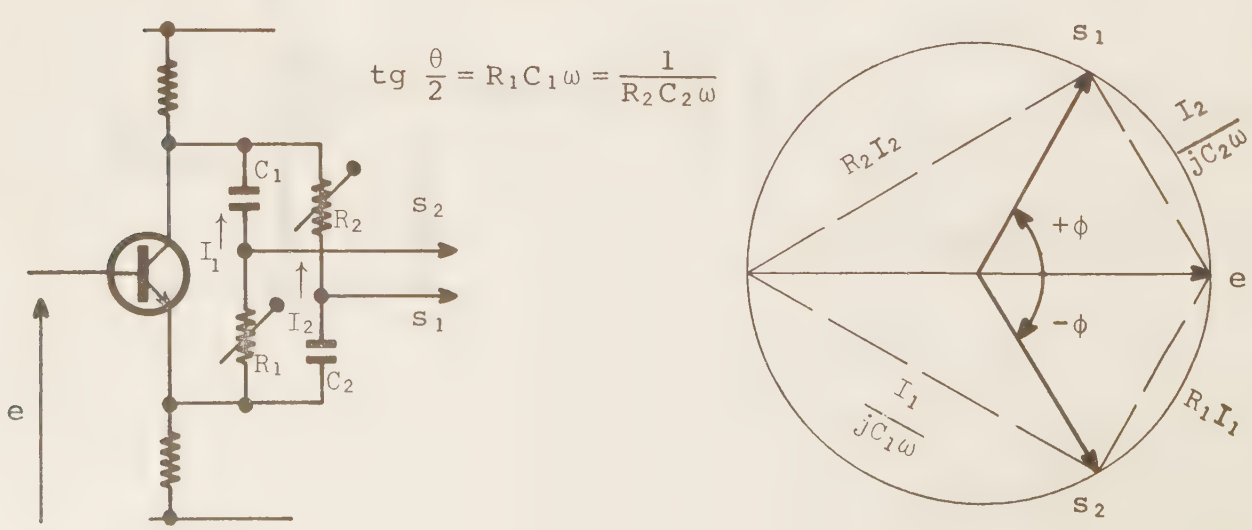
a. Principe du déphaseur automatique [36]

Aux bornes d'un potentiomètre, on applique deux tensions de même amplitude dont l'une a une phase $+\theta$ et l'autre une phase $-\theta$ par rapport à une référence.

FIGURE 3.19.



$$\operatorname{tg}\frac{\theta}{2} = R_1 C_1 \omega = \frac{1}{R_2 C_2 \omega}$$



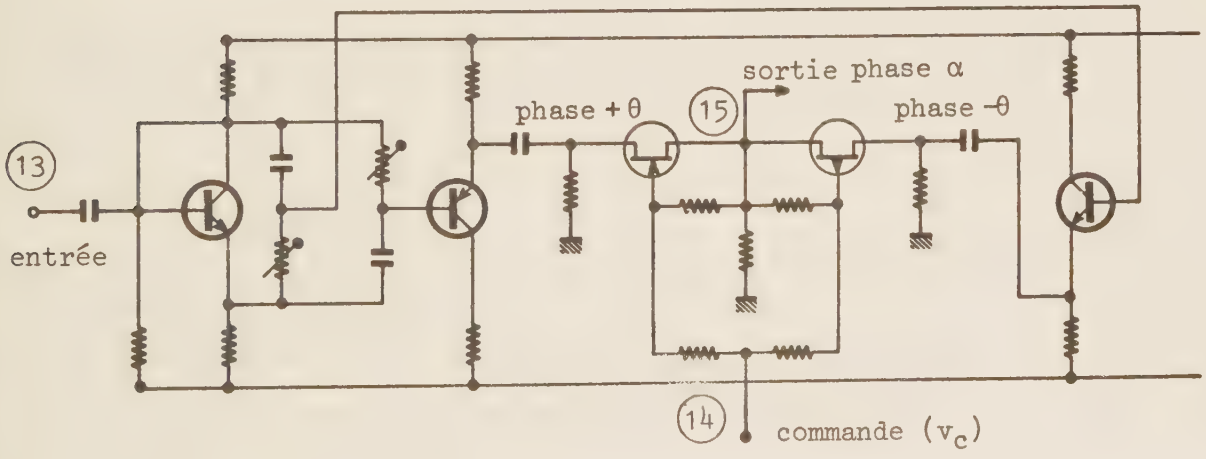
Sur le curseur du potentiomètre, on recueille une tension dont la phase varie de $-\theta$ à $+\theta$. On constate aussi que l'amplitude varie entre $S_0 \cos\theta$ et S_0 .

b. Réalisation pratique

Des mesures préalables ont montré que la phase pouvait varier de $\pm$ 45° environ (lorsque le champ varie de 0 à 20 000 Gauss). Nous prendrons comme plage de verrouillage $\pm$ 60°, l'amplitude du signal variera dans un rapport 2.

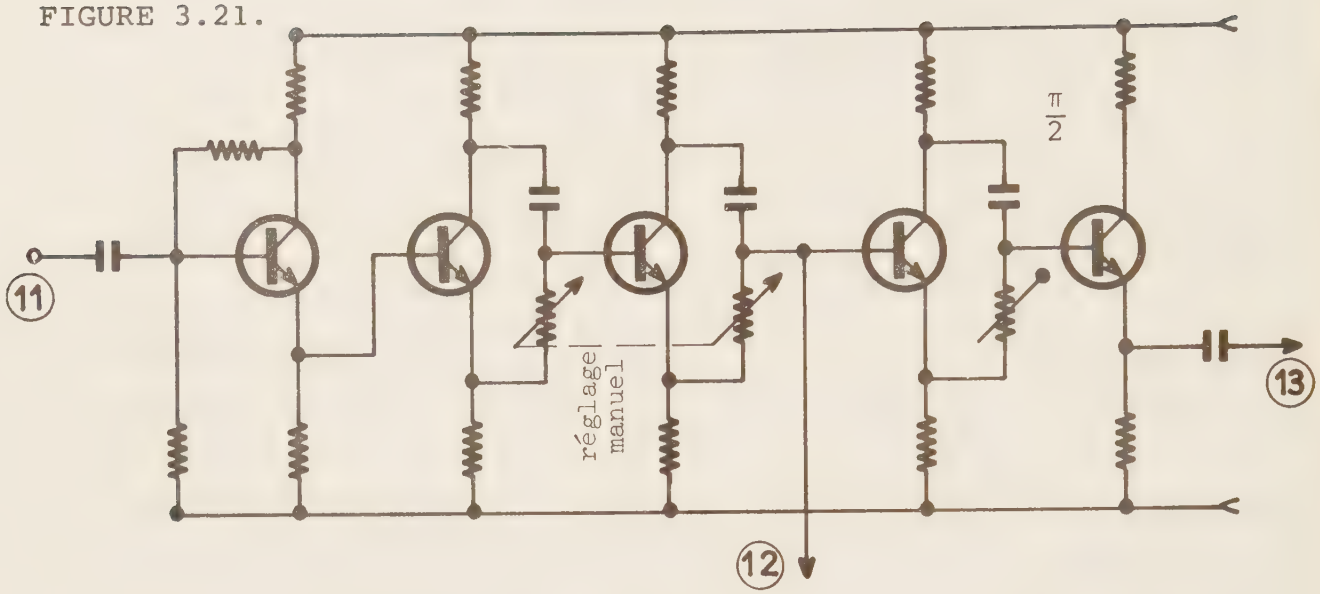
La figure 3.20 montre comment on a réalisé le potentiomètre à l'aide de deux transistors à effet de champ complémentaires (2 N 3819 - 2 N 3820) montés en résistance variable, commandés par une tension v_c .

FIGURE 3.20.



La figure 3.21 montre la réalisation du déphaseur manuel qui permet un déphasage de 0 à 2 π .

FIGURE 3.21.



c. Etude du déphasage théorique

Pour des signaux suffisamment faibles (100 mV_{CC}), les transistors à effet de champ se comportent comme des résistances dont l'expression est :

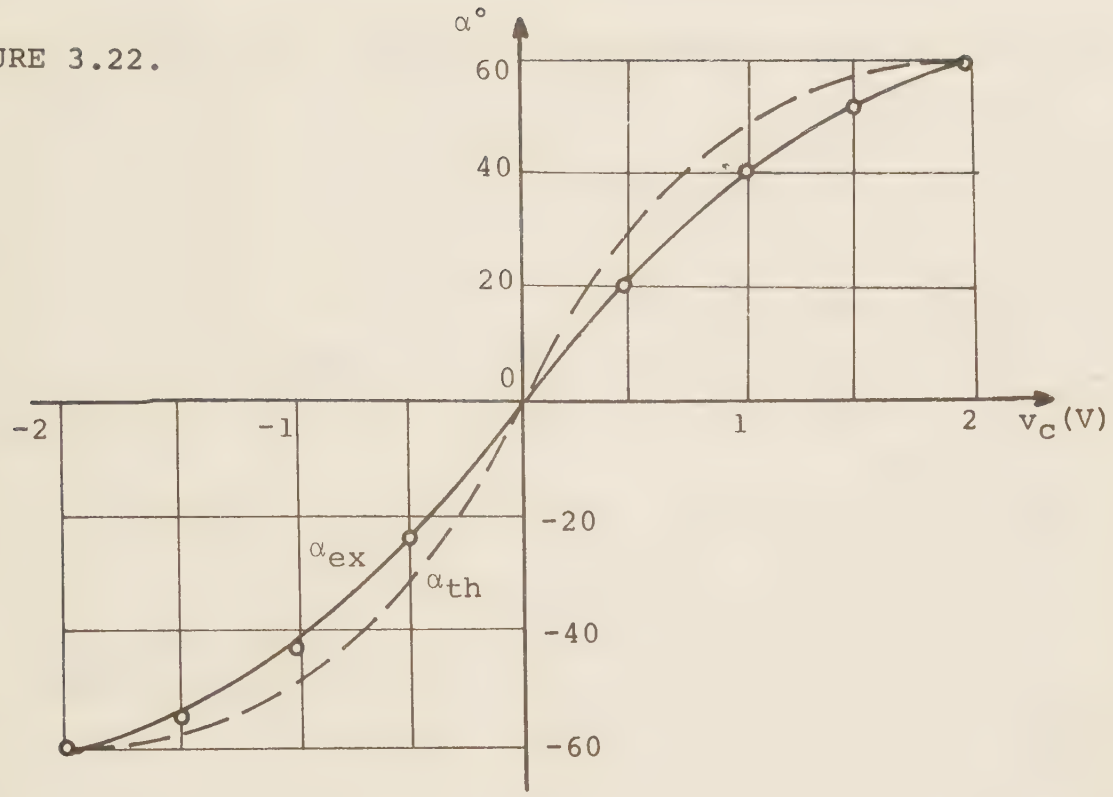
$$r = R_0(1 \pm a\, v_c) \qquad \left| \begin{array}{l} a \# 1/2 \\ R_0 \# 250\ \Omega \end{array} \right.$$

(le signe $\pm$ dépend du type de transistor). Le signal de sortie a donc une phase α par rapport au signal d'entrée qui s'écrit : $\alpha = \text{Arc } a\, v_c \cdot \text{tg } \theta$

ce qui, dans le cas de faibles angles α et pour $\theta = \pi/3$, donne : $\alpha \# \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot v_c$.

La figure 3.22 (page 63) montre la courbe théorique α_{th} et la courbe expérimentale α_{ex} d'un tel déphaseur.

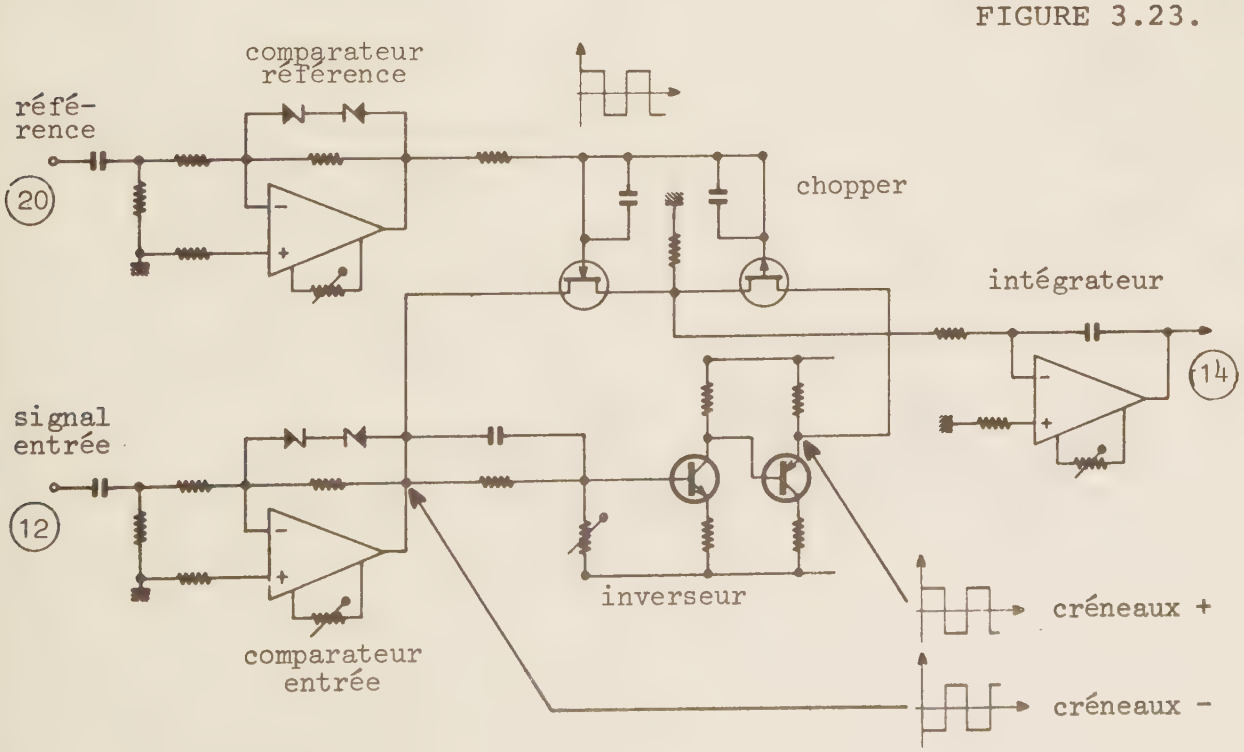
FIGURE 3.22.



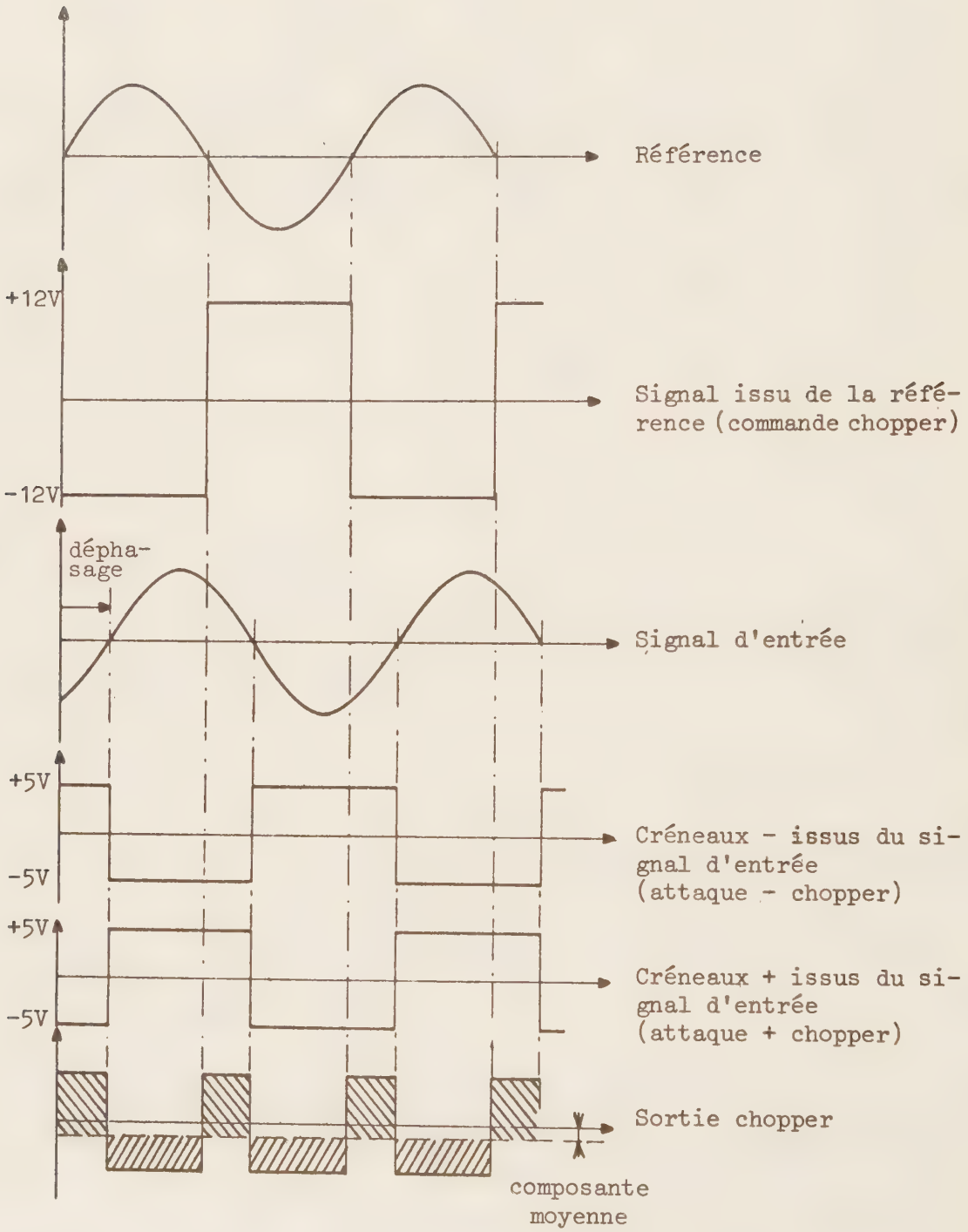
d. Commande du déphaseur automatique

L'élaboration de la tension de commande est représentée figure 3.23.

FIGURE 3.23.



La figure 3.24 représente l'évolution des signaux.



La tension de commande v_c doit être nulle lorsque la phase consigne ϕ_c et le phase signal ϕ_s sont identiques. Il y a donc nécessité de déphaser de $\pi/2$ les signaux de modulation (créneaux ± 12 V) issus de la consigne, servant au découpage des créneaux (± 5 V) issus du signal d'entrée.

Le fait de travailler non pas sur le signal sinusoïdal mais sur des créneaux de même phase, entraîne une efficacité du déphaseur indépendante du niveau d'entrée (pourvu qu'il soit supérieur à 1 mV).

La tension v à la sortie de l'intégrateur s'écrit :

$$v = \frac{10}{\tau p} \cdot \frac{\phi_c - \phi_s}{\pi} \quad .$$

Le schéma synoptique de l'ensemble (figure 3.25) permet de calculer la fonction de transfert du déphaseur automatique.

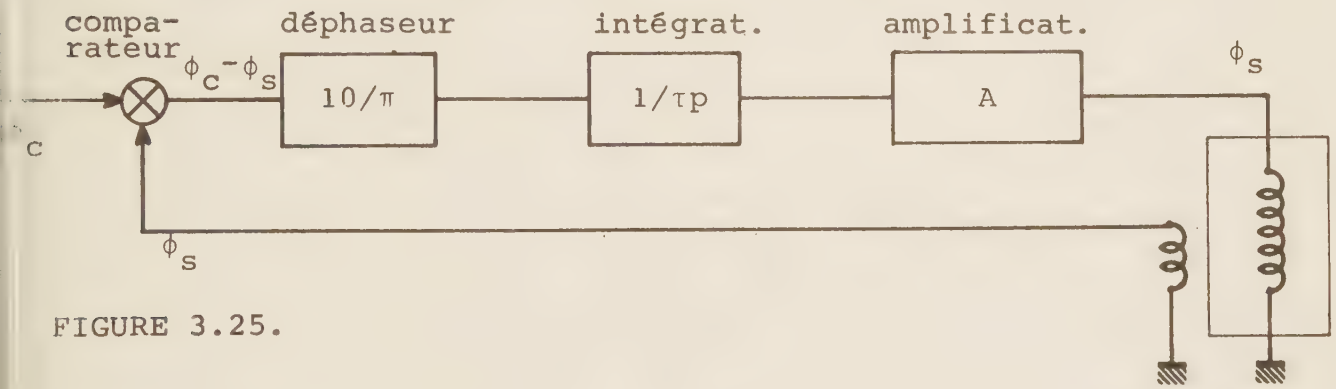


FIGURE 3.25.

On obtient :

$$\frac{\phi_s}{\phi_c} = \frac{\tau_0 p}{1 + \tau_0 p}$$

$\tau_0 = \frac{2\pi}{10\sqrt{3}} \cdot \frac{\tau}{A}$: constante de temps apparente du circuit déphaseur.

Pratiquement, $\tau_0 \# \tau/100$, ce qui, pour $\tau = 0{,}1$ s, donne $\tau_0 = 0{,}001$ s .

L'erreur du premier ordre est nulle : $\varepsilon_{01} \equiv 0$.

L'erreur du deuxième ordre s'écrit : $\varepsilon_{02} \equiv 0{,}001$.

On peut chercher à annuler l'erreur du deuxième ordre (en faisant apparaître un pôle 1/p à l'aide d'un intégrateur) mais l'amélioration du fonctionnement n'est pas très sensible car les variations sont généralement très lentes.

C. COMMANDE AUTOMATIQUE DU GAIN

Des mesures préalables ont montré que l'amplitude du champ alternatif variait de ± 10 dB environ lorsque le champ passe de 0 à 20 000 Gauss. Il faut aussi tenir compte de la variation d'amplitude due au déphaseur (6 dB).

Nous avons étudié un système permettant une variation de gain de ± 20 dB.

a. Principe

La figure 3.26 représente la réalisation pratique de ce circuit.

Pour des signaux suffisamment faibles, le gain s'écrit :

$$\frac{s}{e} = 1 + 2 a v_C .$$

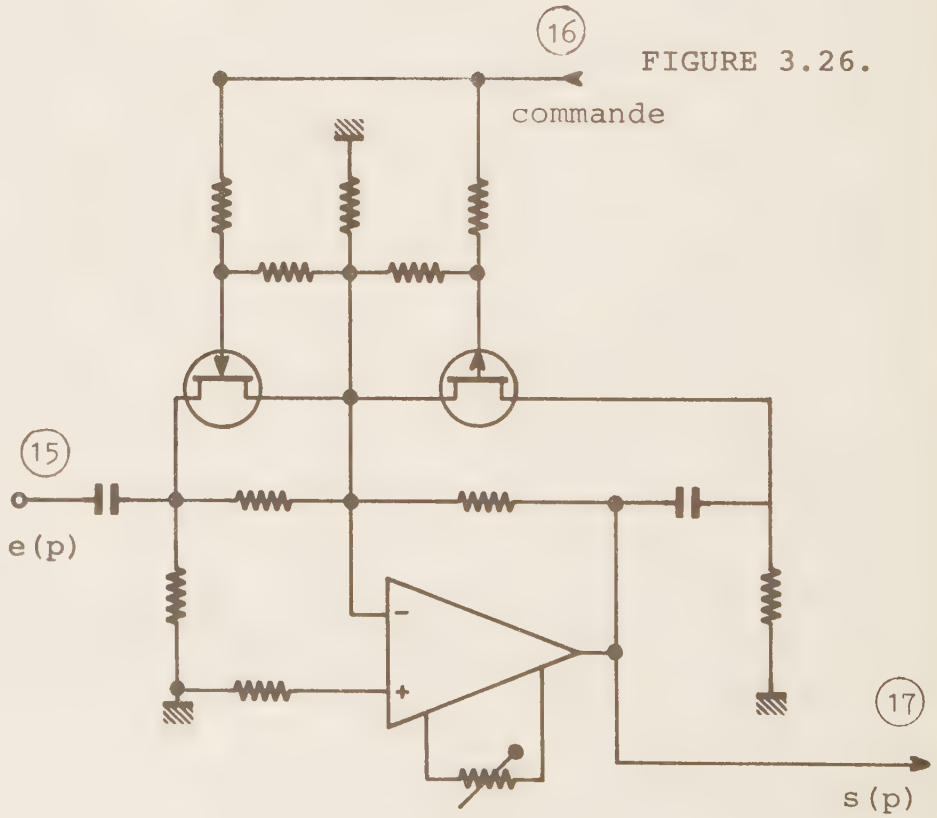


FIGURE 3.26.

La figure 3.27 représente les performances théorique G_{th} et expérimentale G_{ex} d'un tel système.

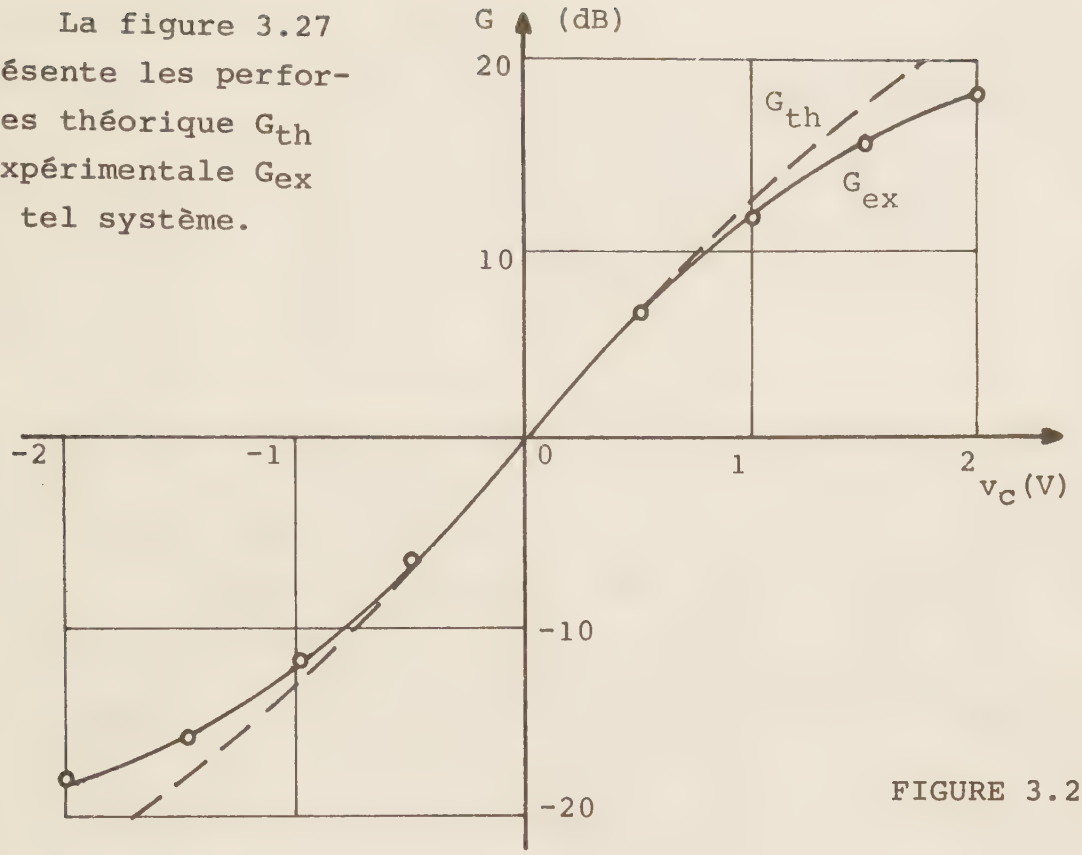


FIGURE 3.27.

b. Elaboration de la tension de commande

La tension de commande doit être fonction de l'écart entre l'amplitude consigne U_c et l'amplitude signal U_s.

Le système proposé (figure 3.28, page 68) donne, à la sortie de l'intégrateur, une tension qui s'écrit :

$$v_c = \frac{U_c - U_s}{\tau \cdot p} \quad .$$

L'amplitude de la consigne doit être stable ; elle est directement prise à la sortie du générateur.

Le schéma synoptique du système (figure 3.29, page 68) permet de calculer la fonction de transfert. On trouve :

$$\frac{U_s}{U_c} = \frac{\tau_0 p}{1 + \tau_0 p}$$

avec $\tau_0 = \tau/2aA$: constante apparente du circuit. Pratiquement, τ_0 est inférieur à 0,001 s. L'erreur du premier ordre est nulle. L'erreur du deuxième ordre est très faible.

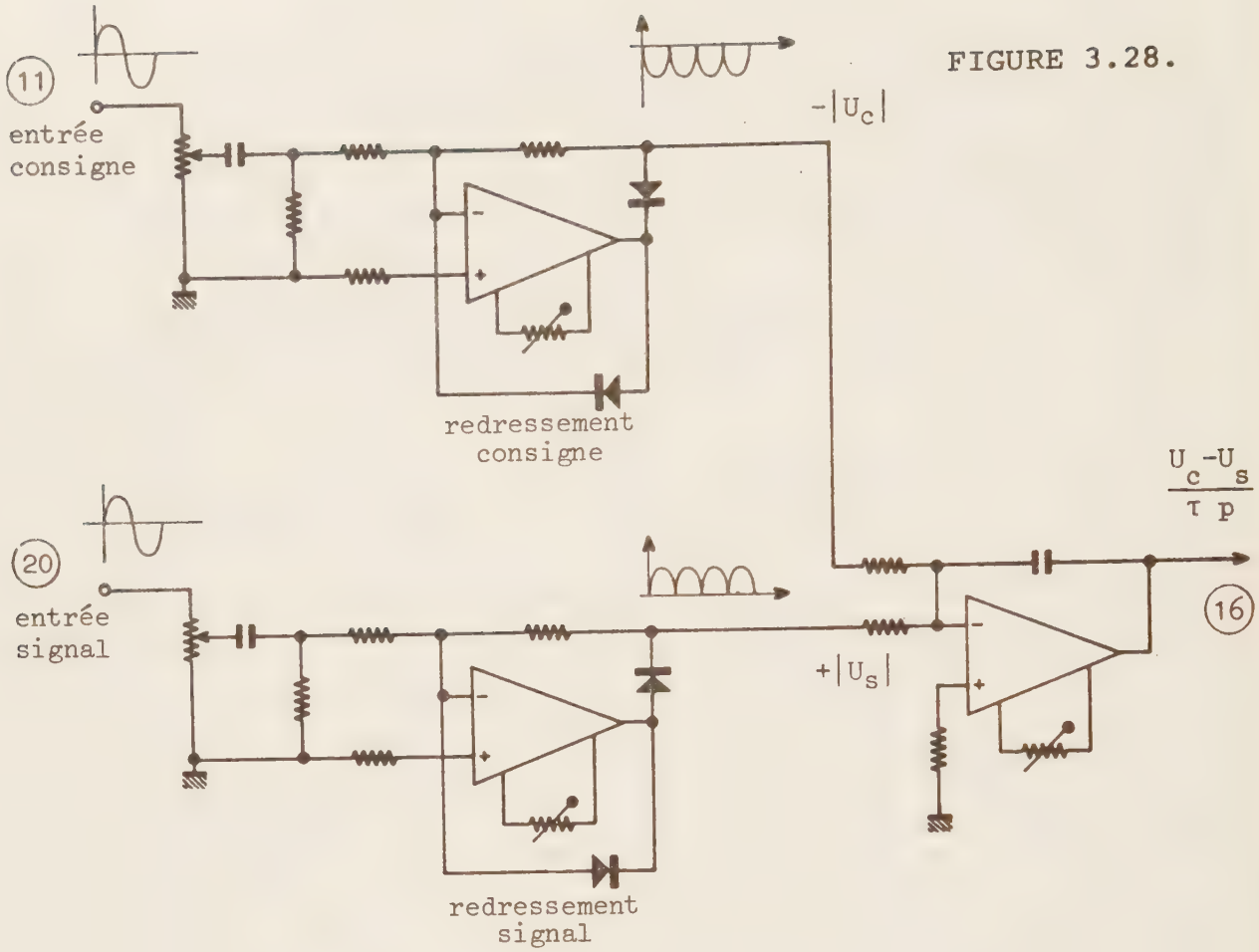


FIGURE 3.28.

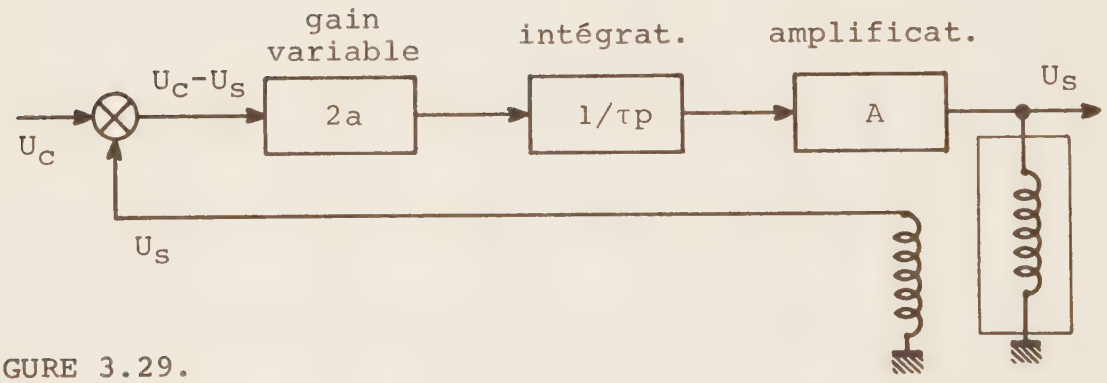


FIGURE 3.29.

c. Remarque

La tension de signal est obtenue par une petite bobine placée dans l'entrefer de l'électroaimant. Cette tension est généralement faible ; elle doit être amplifiée de façon que les amplitudes U_C et U_S soient comparables.

D. CIRCUITS ANNEXES

En plus des principales fonctions qui viennent d'être décrites, un ensemble de circuits de sécurité (disjoncteur), de circuits de niveaux (indiquant la saturation des étages) et de circuits de verrouillage (indiquant si le C.A.G. et le C.A.P. fonctionnent correctement) facilite l'utilisation de l'appareil.

3.4. REALISATION DE L'ENSEMBLE B.F.

3.4.1. APPAREILLAGE B.F.

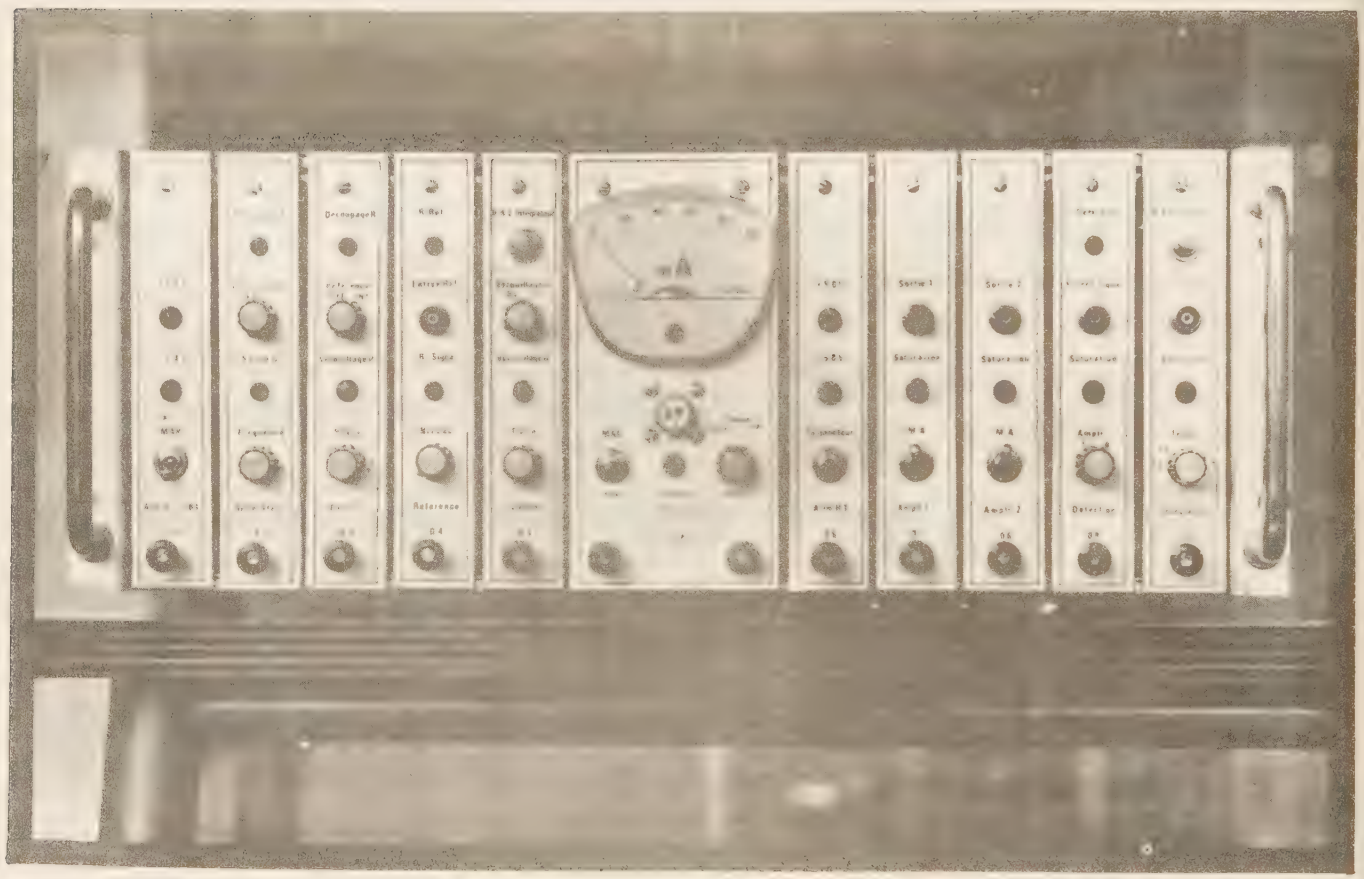
La figure 3.30 (page 71) montre comment sont reliés les différents circuits étudiés.

Seul le préamplificateur est réalisé sur un boîtier séparé.

La photographie de la page suivante montre la réalisation pratique de cet ensemble.

MODULATEUR-DEMODULATEUR SYNCHRONE

(photographie de la face avant de l'appareil)



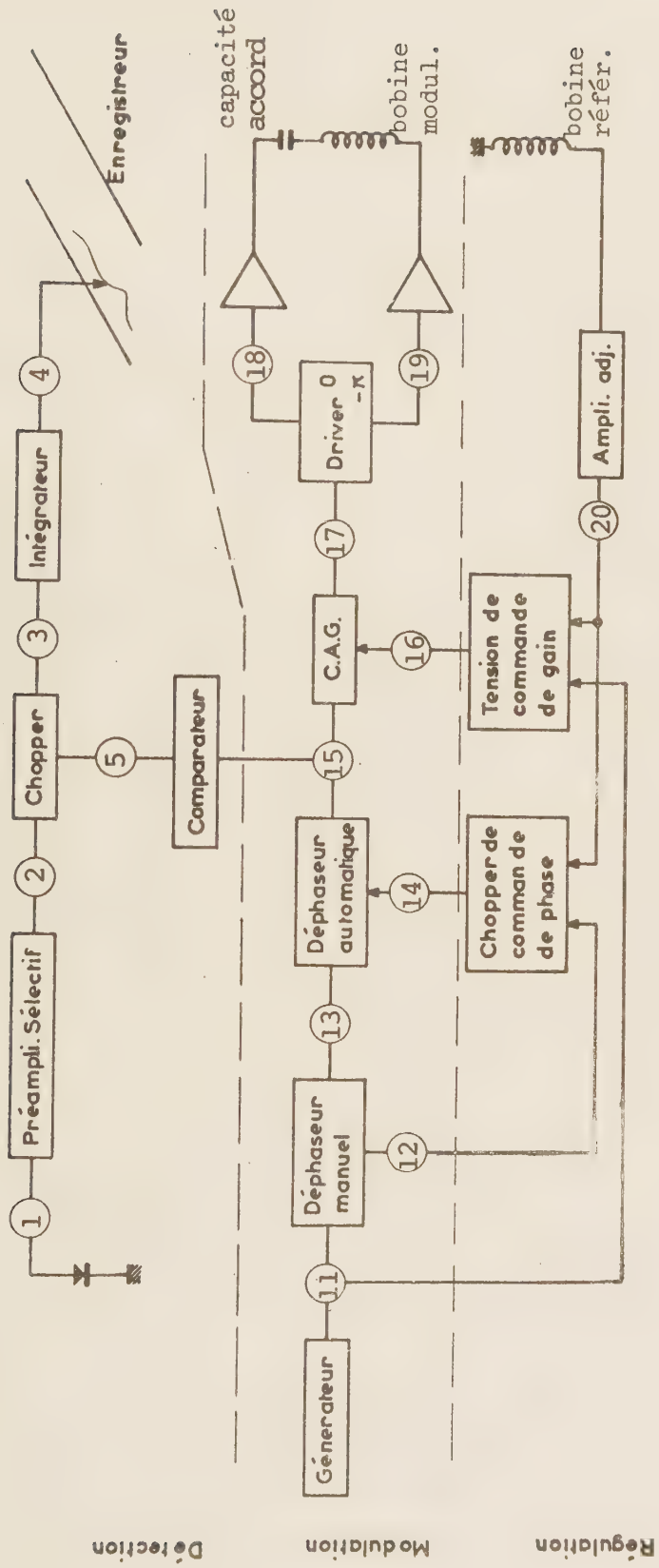
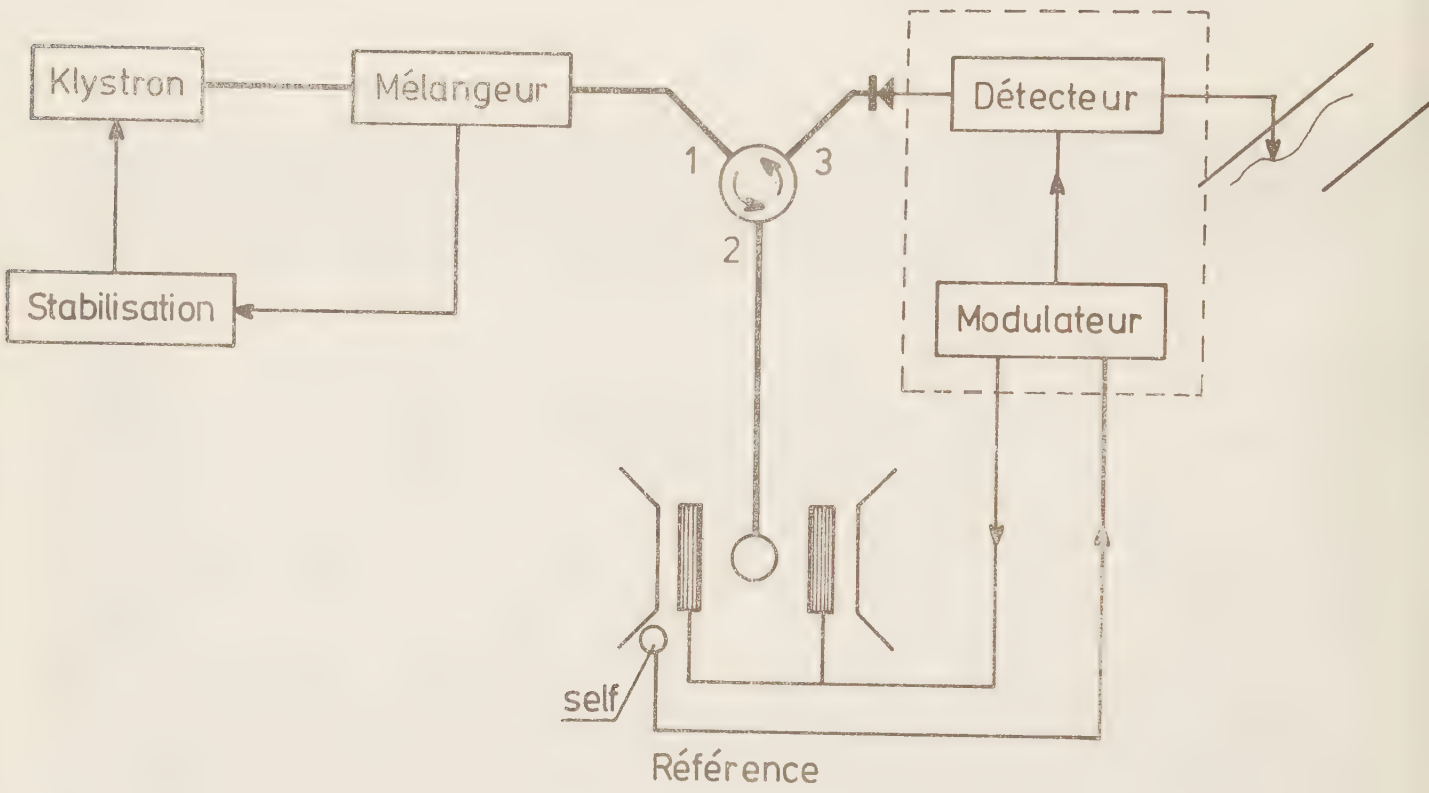

Enregistreur
capacité accord
bobine modul.
bobine référ.
Préampli. Sélectif
Chopper
Intégrateur
Comparateur
Déphaseur automatique
Déphaseur manuel
Générateur
C.A.G.
Driver 0 -π
Chopper de comman de phase
Tension de commande de gain
Ampli. adj.
1
2
3
4
5
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
Détection
Modulation
Régulation

FIGURE 3.30.

3.4.2. UTILISATION DE L'ENSEMBLE EN DETECTEUR SYNCHRONE

La figure 3.31 montre comment on utilise l'ensemble lorsqu'on étudie l'impédance de surface d'un échantillon placé dans une cavité.

FIGURE 3.31.



3.4.3. UTILISATION EN AMPLIFICATEUR SYNCHRONE

Dans certains cas particuliers (étude de la transmission par exemple), il est nécessaire d'avoir la courbe de transmission et non sa dérivée.

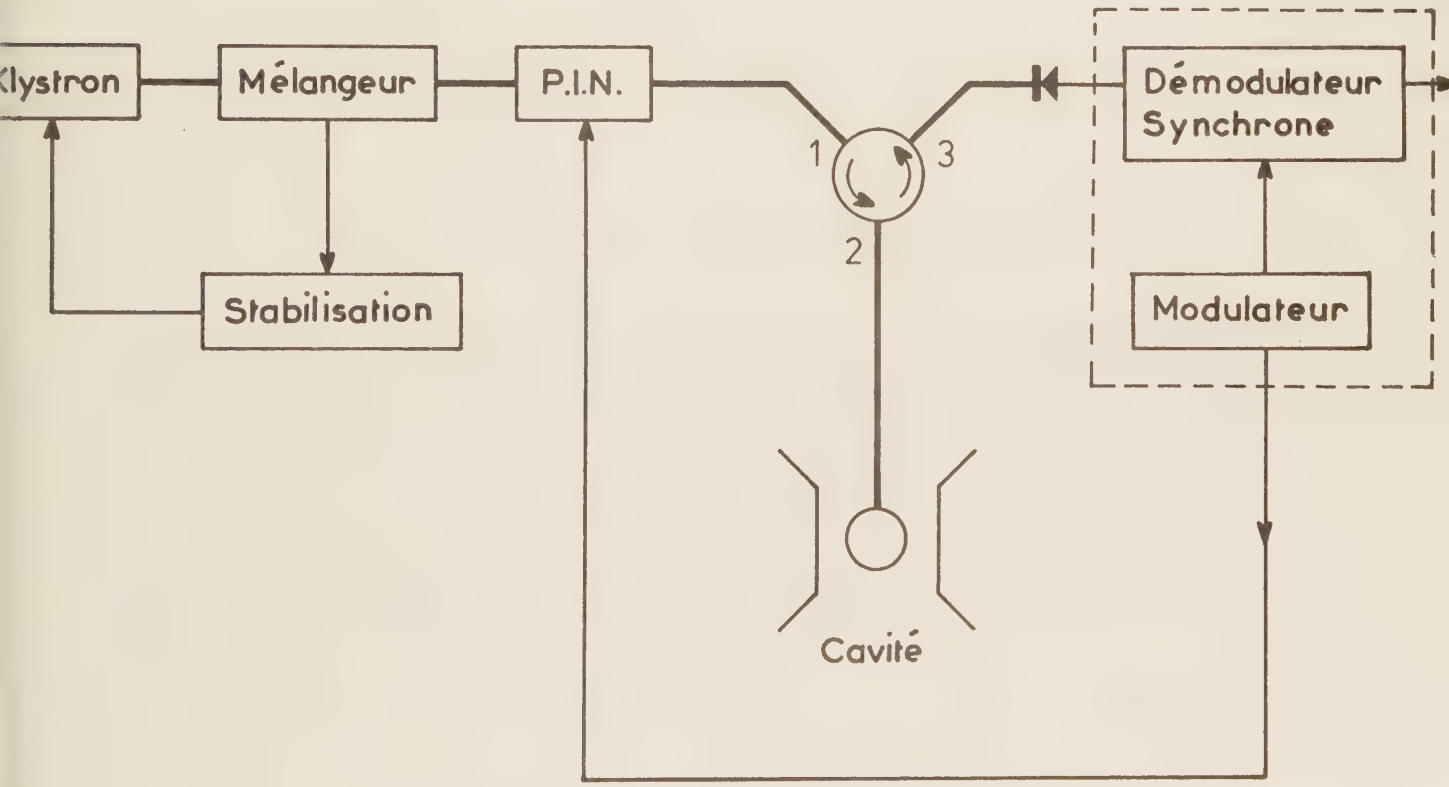
A la solution qui consiste à moduler le signal du cristal pour pouvoir l'amplifier et faire une détection synchrone, on préfère obtenir directement un signal modulé (sur le cristal) fonction de la transmission (voir début du chapitre).

Pour ce faire, on peut moduler le réflecteur du klystron, mais il y a aussi un balayage en fréquence parasite. Il est préférable d'utiliser un modulateur H.F. à diodes PIN.

Cette méthode permet l'utilisation d'une cavité car la fréquence peut être stabilisée.

Il est prévu sur notre appareil une borne qui délivre une tension permettant l'attaque du modulateur PIN dans de bonnes conditions.

FIGURE 3.32.



Chapitre 4

RESULTATS EXPERIMENTAUX

4.1. PREPARATION DES ECHANTILLONS

Les échantillons utilisés sont principalement des lames minces obtenues par évaporation sous vide (10^{-6} mm Hg) de Nickel pur (99,99 %) sur un substrat en pyrex (disque de diamètre 18 mm et de 4 mm d'épaisseur) porté à 250°C.

On a réalisé par cette méthode tout un ensemble de paires d'échantillons, dont les épaisseurs sont comprises entre 250 Å et 1250 Å. On a aussi réalisé quelques échantillons d'épaisseur plus importante (4500 Å et 9000 Å) et on dispose en outre de monocristaux de 1 mm d'épaisseur.

Le contrôle de l'état de surface et la mesure de l'épaisseur se fait à l'aide d'un talystep. L'incertitude propre sur la mesure de l'épaisseur est inférieure à 10 Å ; en fait, l'incertitude sur l'épaisseur des échantillons résulte de l'ondulation macroscopique sur la surface des échantillons et elle est souvent supérieure à 10 Å.

Tous les résultats expérimentaux présentés ci-après découlent de plusieurs mesures faites sur la paire d'échantillons de même épaisseur.

4.2. CONDITIONS EXPERIMENTALES DE MESURE

Les mesures relatives à l'impédance de surface sont faites à l'aide du pont spectrométrique décrit figure 2.9 pour la partie H.F. et figure 3.30 pour la partie B.F.

4.2.1. CHOIX DES FREQUENCES

Le champ appliqué doit être supérieur à 6 000 Œ (champ de saturation du Nickel) et inférieur à 20 000 Œ, à cause de l'électroaimant utilisé.

La figure 4.1 (page 76) qui représente la relation :

$$f_r = \gamma (H_a - 4\pi M_s)$$

donne la fréquence de résonance principale (résonance ferromagnétique) en fonction du champ appliqué H_a .

On constate que la fréquence supérieure admissible est de 40 GHz environ.

Pratiquement, les mesures seront faites à 9 GHz et surtout à 24 GHz.

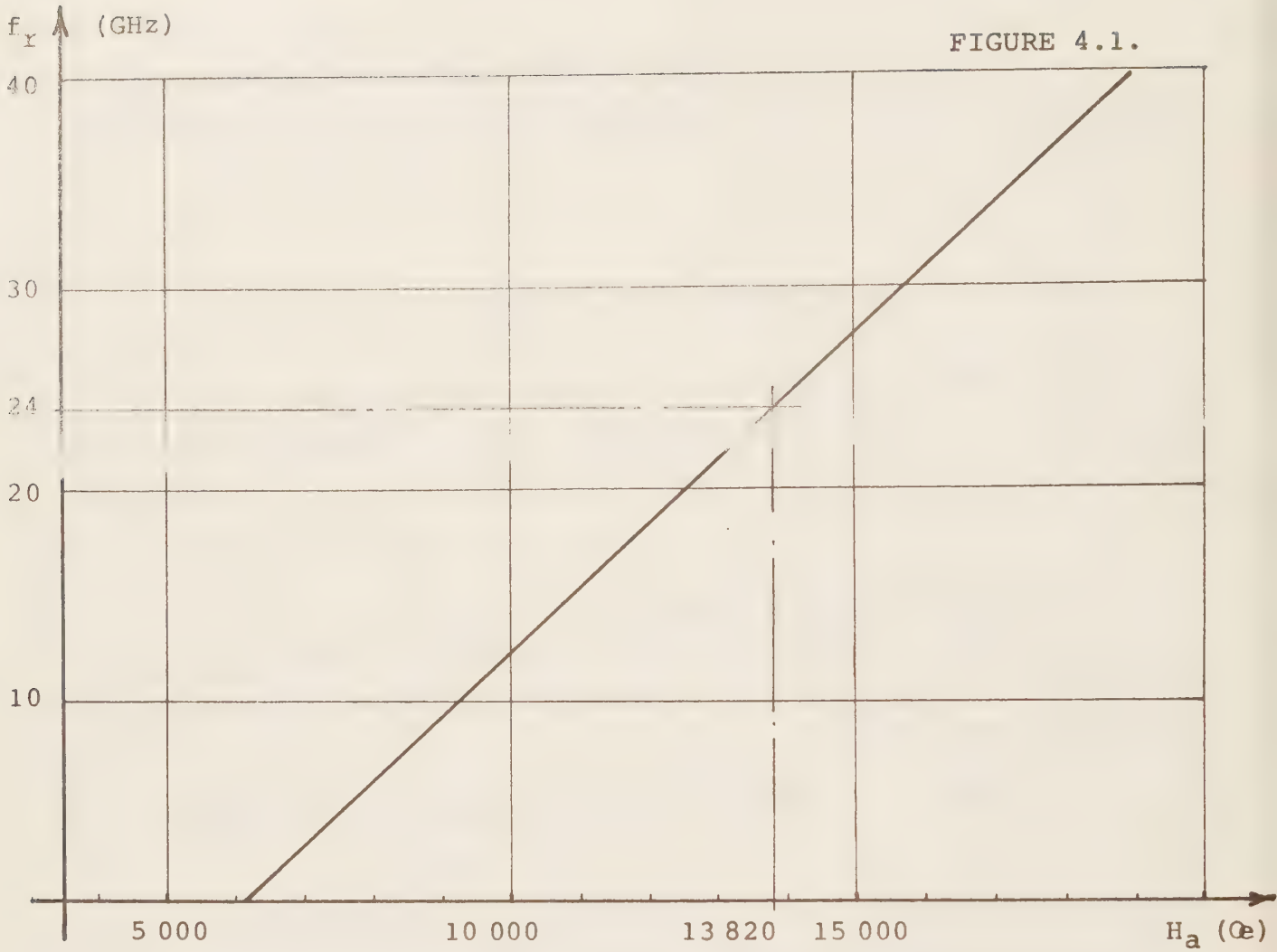


FIGURE 4.1.

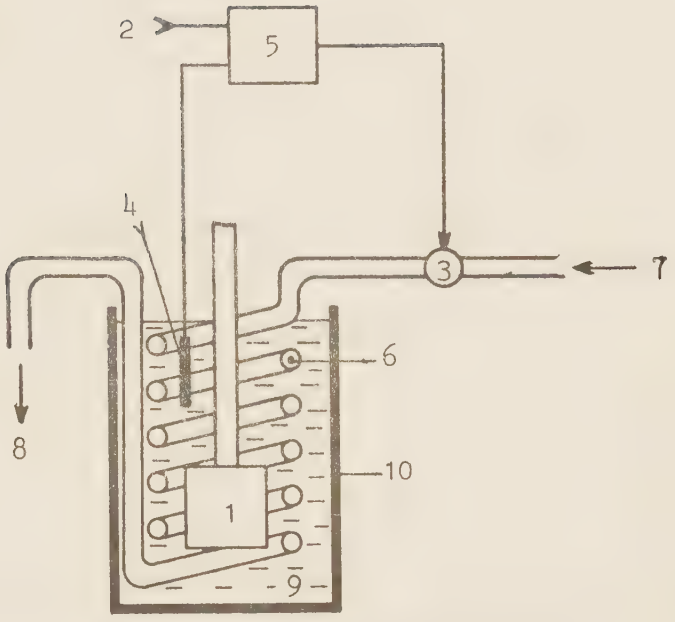
4.2.2. CHOIX DES TEMPERATURES

Les mesures seront faites à température ordinaire (300 K) et à température de l'azote liquide (77 K). Un cryostat permet aussi de faire des mesures à des températures comprises entre ces deux valeurs extrêmes.

Le principe de ce dernier consiste à plonger la cavité dans un bain réfrigérant (alcool propylique) dont la température est contrôlée par un régulateur. Le refroidissement se fait essentiellement par une circulation d'azote dans un serpentin plongé dans le bain réfrigérant (figure 4.2).

1. Cavité
2. Consigne
3. Electrovanne
4. Sonde de mesure
5. Régulateur électronique de température
6. Serpentin de refroidissement
7. Arrivée azote liquide
8. Evacuation azote liquide
9. Bain réfrigérant
10. Enceinte calorifugée.

FIGURE 4.2.



Ce dispositif permet des régulations de température à ± 1°C pour des températures comprises entre 170 et 300 K. Pour des températures comprises entre 120 et 170 K, la régulation est moins bonne car l'alcool commence à se solidifier.

Cette méthode permet difficilement d'atteindre des températures comprises entre 77 et 120 K.

La mesure de la température de l'échantillon se fait à l'aide d'un thermocouple, plaqué contre le substrat de l'échantillon, isolé thermiquement de la masse de la cavité (voir dessin page 79).

4.2.3. VIDE PRIMAIRE

Dans tous les cas, il est nécessaire de faire un vide primaire dans la cavité car non seulement on évite le dépôt de cristaux de glace sur l'échantillon (condensation à basse température) mais aussi parce que l'échantillon plaque bien contre la paroi de la cavité (phénomène d'aspiration), ce qui permet d'avoir un bon couplage entre cavité et échantillon.

4.2.4. MESURE DU CHAMP MAGNETIQUE

Elle est faite à l'aide d'un gaussmètre (Bell-Columbia) qui possède une sortie analogique. On recueille donc une tension proportionnelle au champ magnétique ; cette tension commande la voie X d'un enregistreur XY .

Cette méthode permet de faire directement des enregistrements à partir du champ magnétique.

L'incertitude qui dépend de l'étalonnage de l'appareil est environ de 10 Œ sur toute la gamme de mesure.

4.2.5. MONTAGE DE L'ECHANTILLON

Le dessin ci-contre montre comment est monté pratiquement l'échantillon sur la cavité.

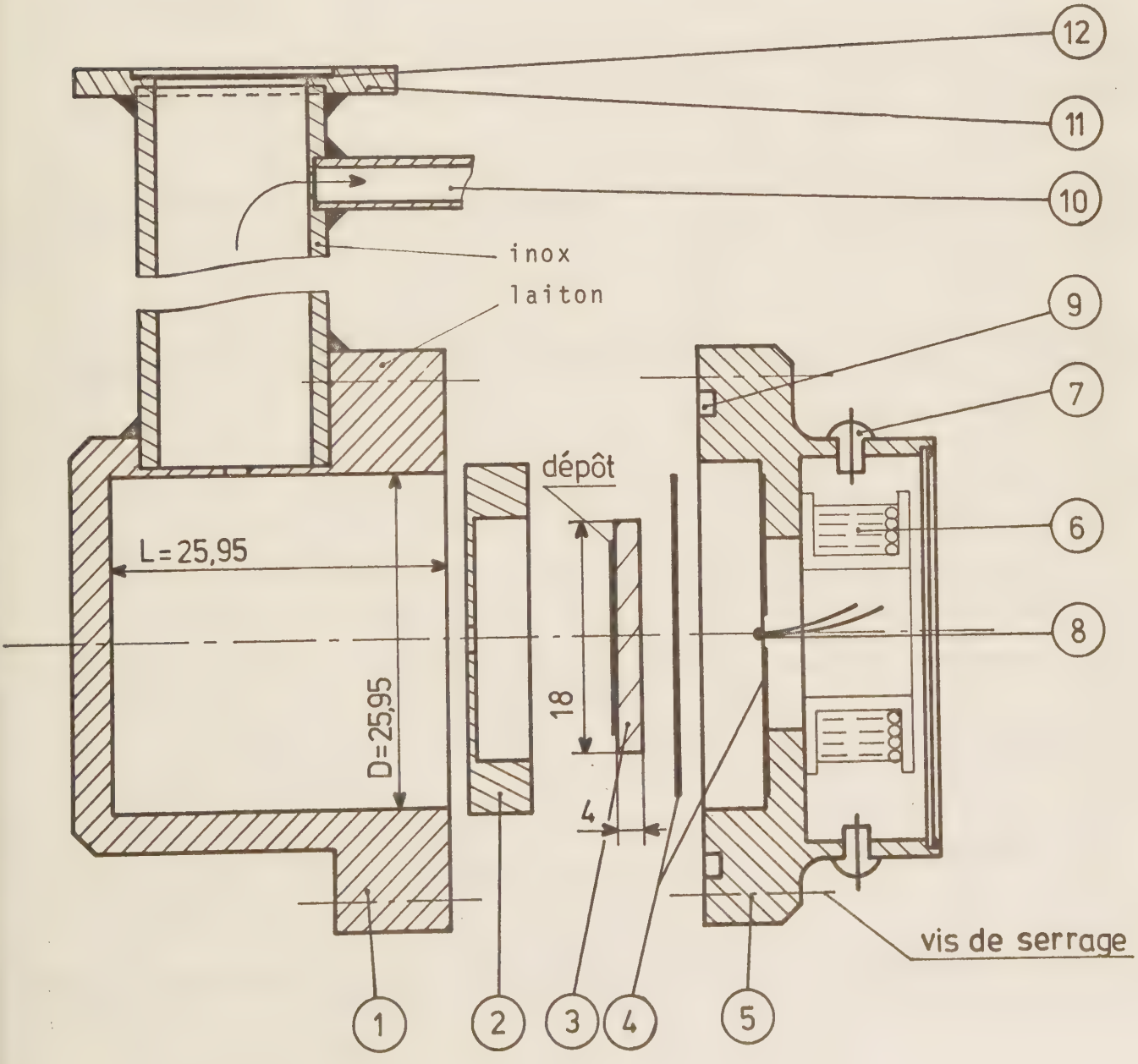
On remarque en outre que, dans ce cas particulier, il est possible de monter une bobine de modulation pratiquement contre l'échantillon.

Cette solution, lorsqu'elle est possible à réaliser, est meilleure que la solution qui consiste à utiliser des bobines extérieures à la cavité (bobines d'HELMHOLTZ).

En effet, pour un même champ de modulation, cette solution nécessite d'une part une puissance de modulation beaucoup plus faible et, d'autre part, le rayonnement parasite à 10 kHz est beaucoup moins important (effet d'écran de la cavité), ce qui simplifie le problème d'amplification des très faibles signaux à 10 kHz.

DESSIN DE LA CAVITE

1. Corps de la cavité
2. Support d'échantillon
3. Substrat
4. Rondelles isolantes (téflon)
5. Couvercle de la cavité
6. Bobine de modulation
7. 2 sorties isolantes de modulation
   2 sorties isolantes de thermocouple
8. Thermocouple
9. Gorge pour joint d'étanchéïté (Pb)
10. Prise d'air pour pompage primaire
11. Flasque de raccordement
12. Rondelle mica (collée) servant à l'étanchéïté.

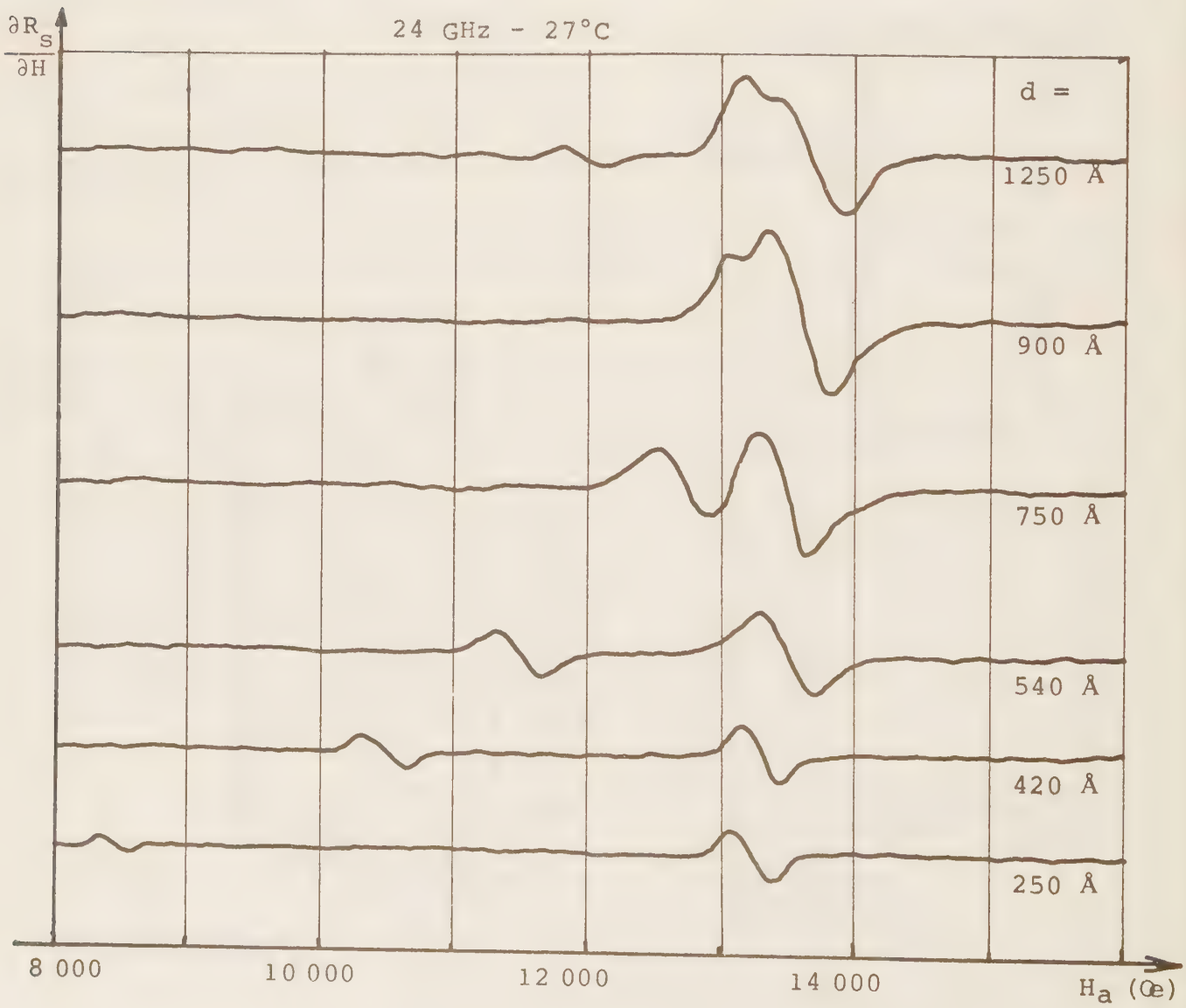


4.3. PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

4.3.1. MESURES A TEMPERATURE ORDINAIRE (300 K)

A. Nous donnons (figure 4.3) quelques enregistrements typiques obtenus à la sortie de l'enregistreur. La fréquence est de 24 GHz et le pont est réglé sur l'absorption, c'est-à-dire que l'on a sensiblement (en ordonnée) l'image de la dérivée de la partie résistive de l'impédance de surface (voir Annexe 1).

FIGURE 4.3.



B. Pour une épaisseur de 720 Å, nous donnons (figure 4.4) l'enregistrement obtenu lorsqu'on s'intéresse à la dispersion (courbe B) que l'on peut comparer à celui obtenu lorsqu'on s'intéresse à l'absorption (courbe A).

L'enregistrement C est relatif à l'absorption, mais la fréquence est de 9 GHz.

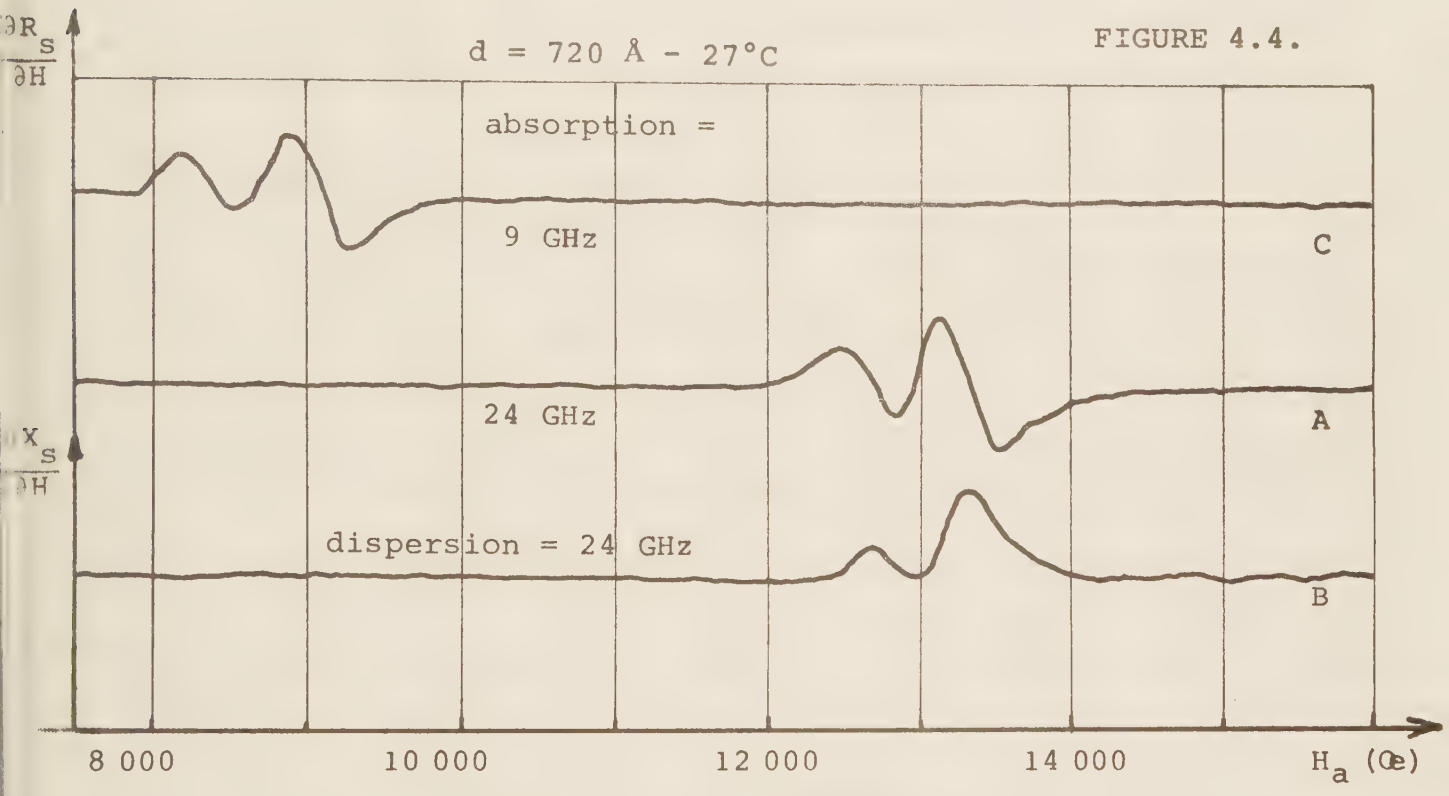


FIGURE 4.4.

C. Pour une épaisseur de 750 Å, nous donnons (figure 4.5) les enregistrements obtenus dans les conditions suivantes (on s'intéresse à l'absorption) :

Courbe A :

détecteur synchrone et modulateur avec C.A.P. et C.A.G. ;

Courbe B :

le C.A.G. est hors circuit ;

Courbe C :

le C.A.P. est hors circuit ;

Courbe D :

le C.A.G. et le C.A.P. sont hors circuit.

L'évolution des différents enregistrements rend compte de la nécessité des circuits de contrôle de phase et de gain.

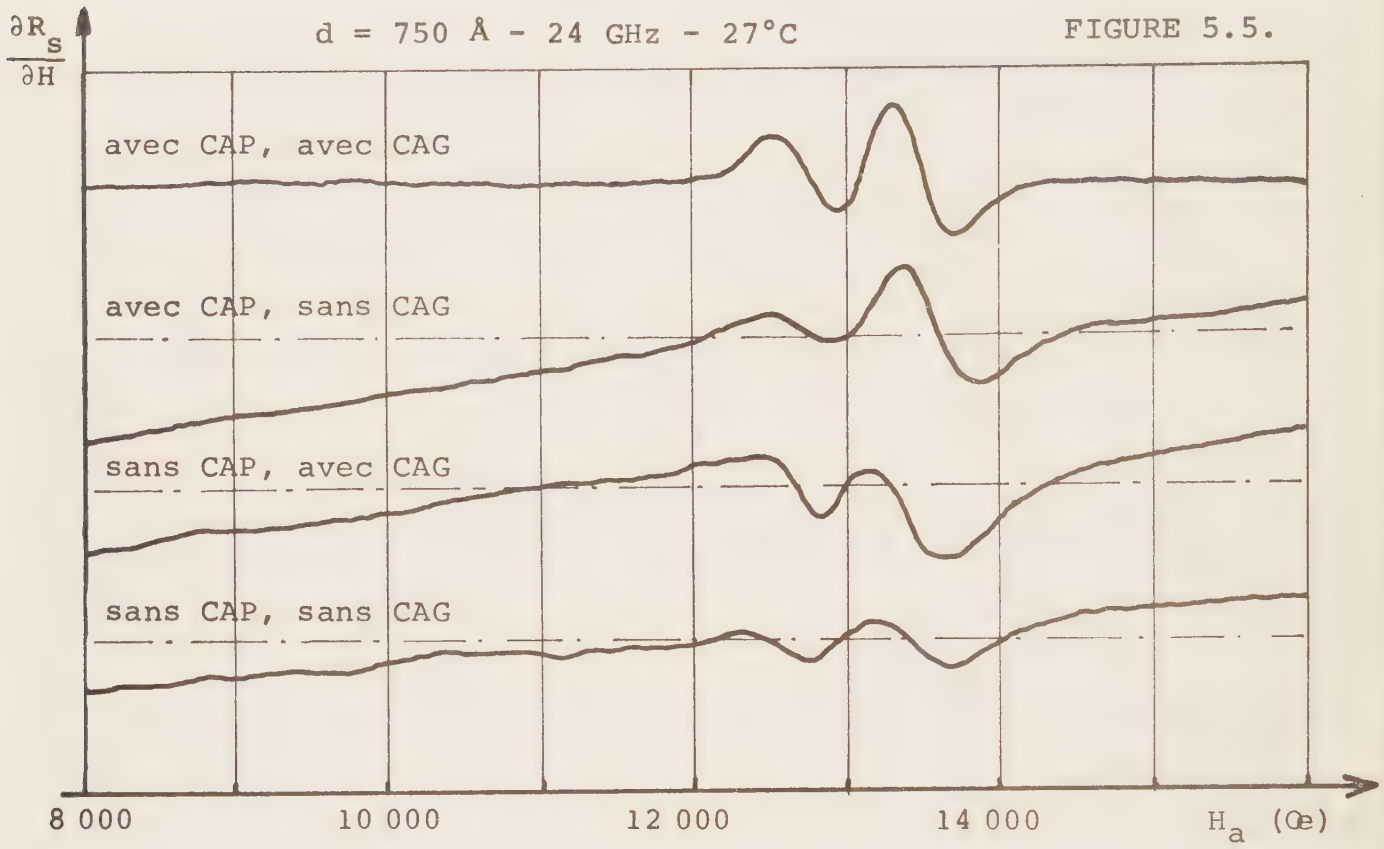


FIGURE 5.5.

4.3.2. MESURE A TEMPERATURE DE L'AZOTE LIQUIDE

La température est de 77 K et la fréquence de 24 GHz.

Ces enregistrements montrent que l'effet de la température consiste en la translation des pôles relatifs à l'impédance de surface (figure 4.6).

Il apparaît intéressant de faire des mesures à des températures intermédiaires de façon à pouvoir suivre l'évolution de la translation des champs de résonance.

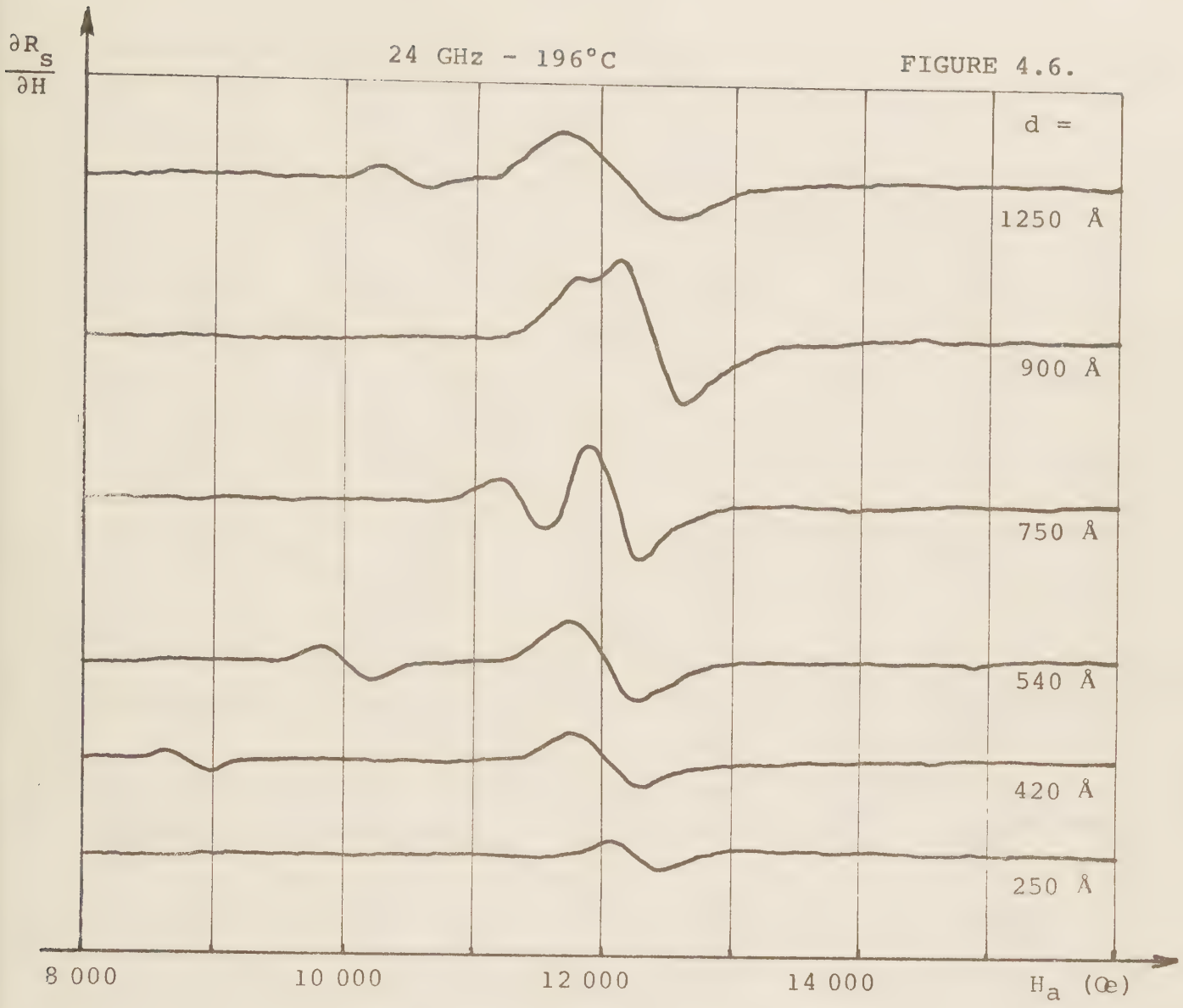


FIGURE 4.6.

4.3.3. MESURE A TEMPERATURE VARIABLE

Pour une épaisseur de 770 Å, nous présentons les principaux enregistrements obtenus lorsque la température varie (figure 4.7) de 77 à 300 K.

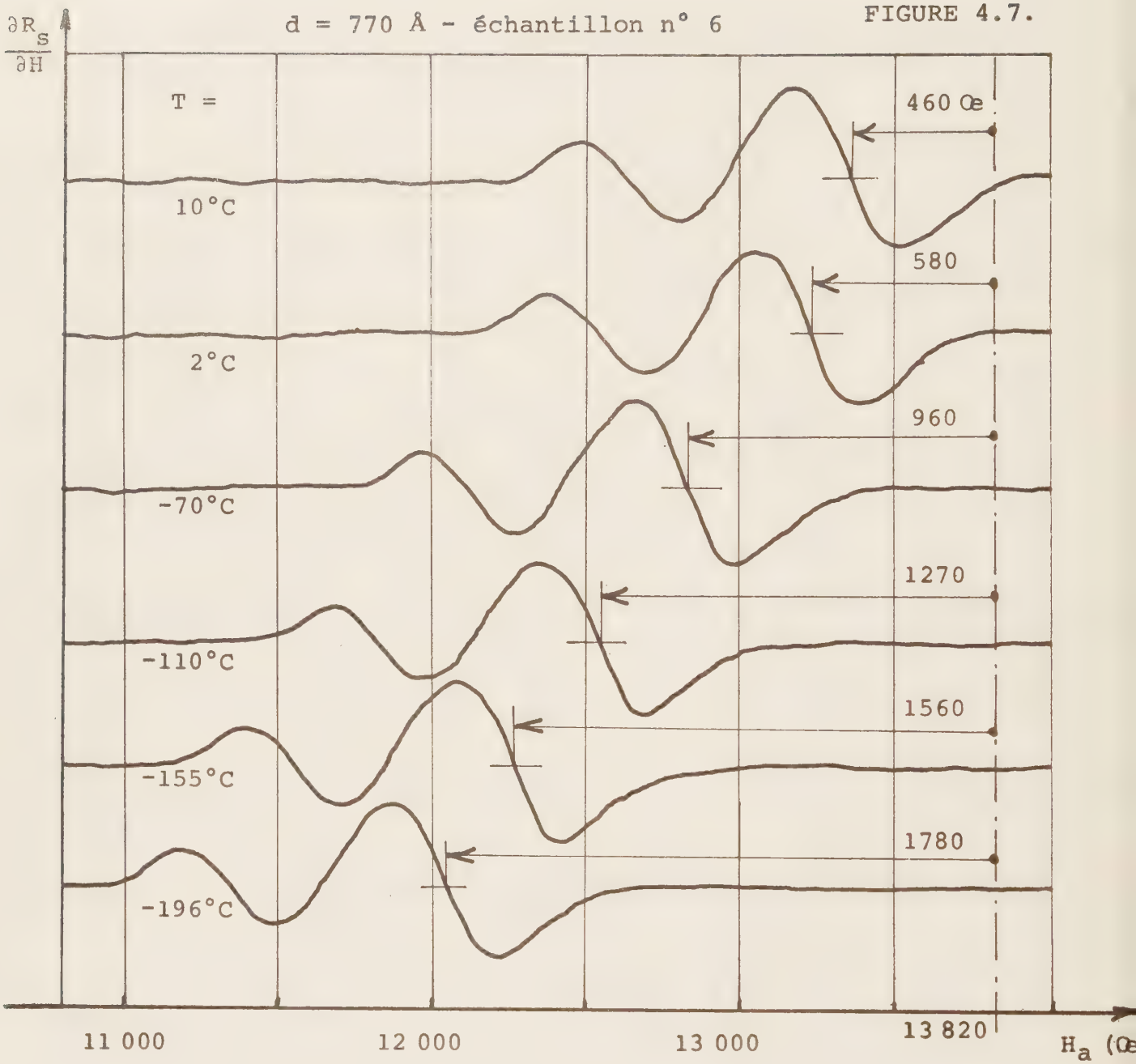


FIGURE 4.7.

En fait, il est préférable de tracer le lieu de la résonance principale en fonction de la température (figure 4.8). Nous avons porté en abscisse T^2 (T : température en K) et en ordonnée le logarithme népérien du champ de résonance référencé par rapport au champ de résonance théorique donc, en fait : $Y = \ell n \left| Hr_{ex} - Hr_{th} \right|$ (nous avons pris Hr_{th} = 13 820 Œ, voir figure 4.1).

FIGURE 4.8.a.

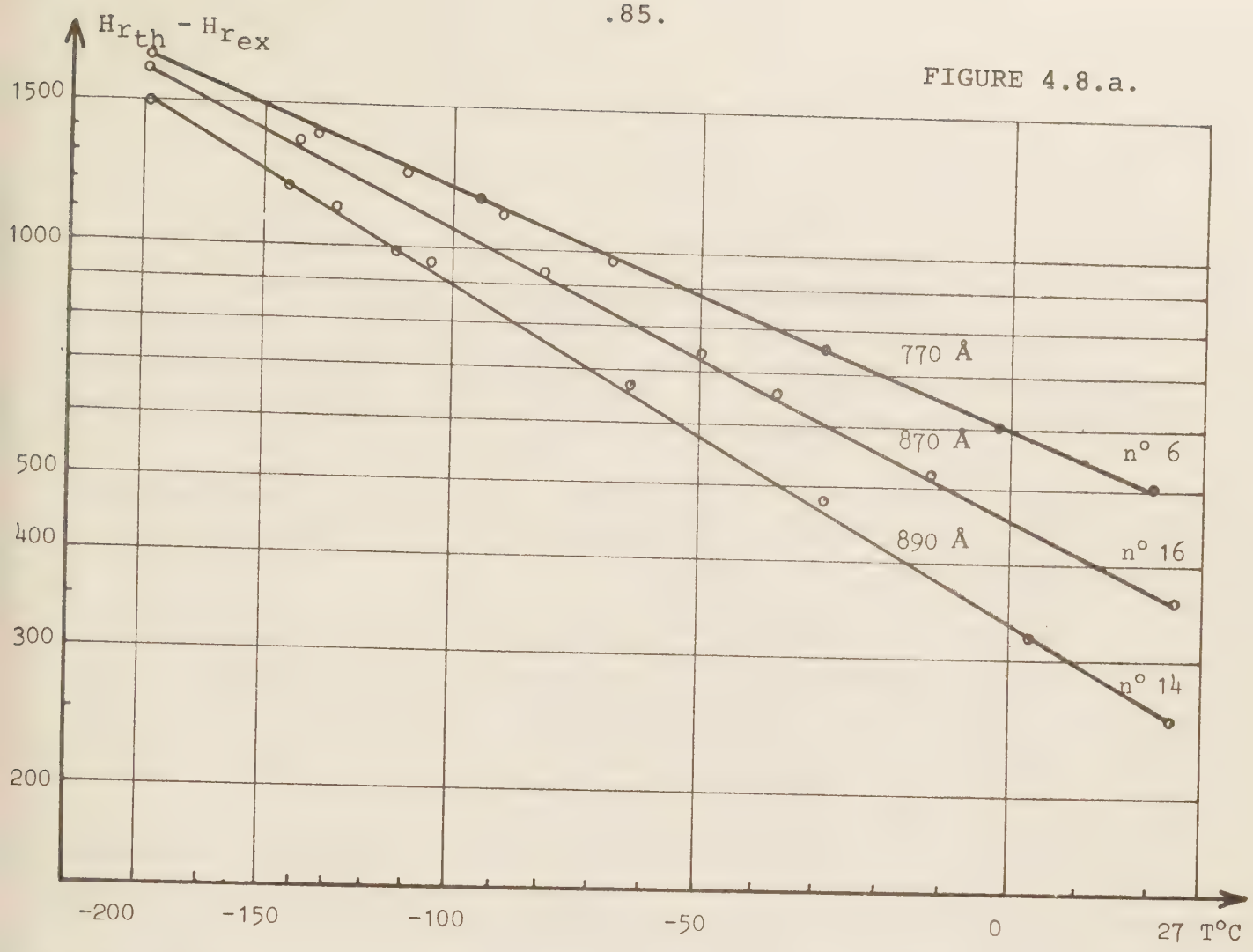
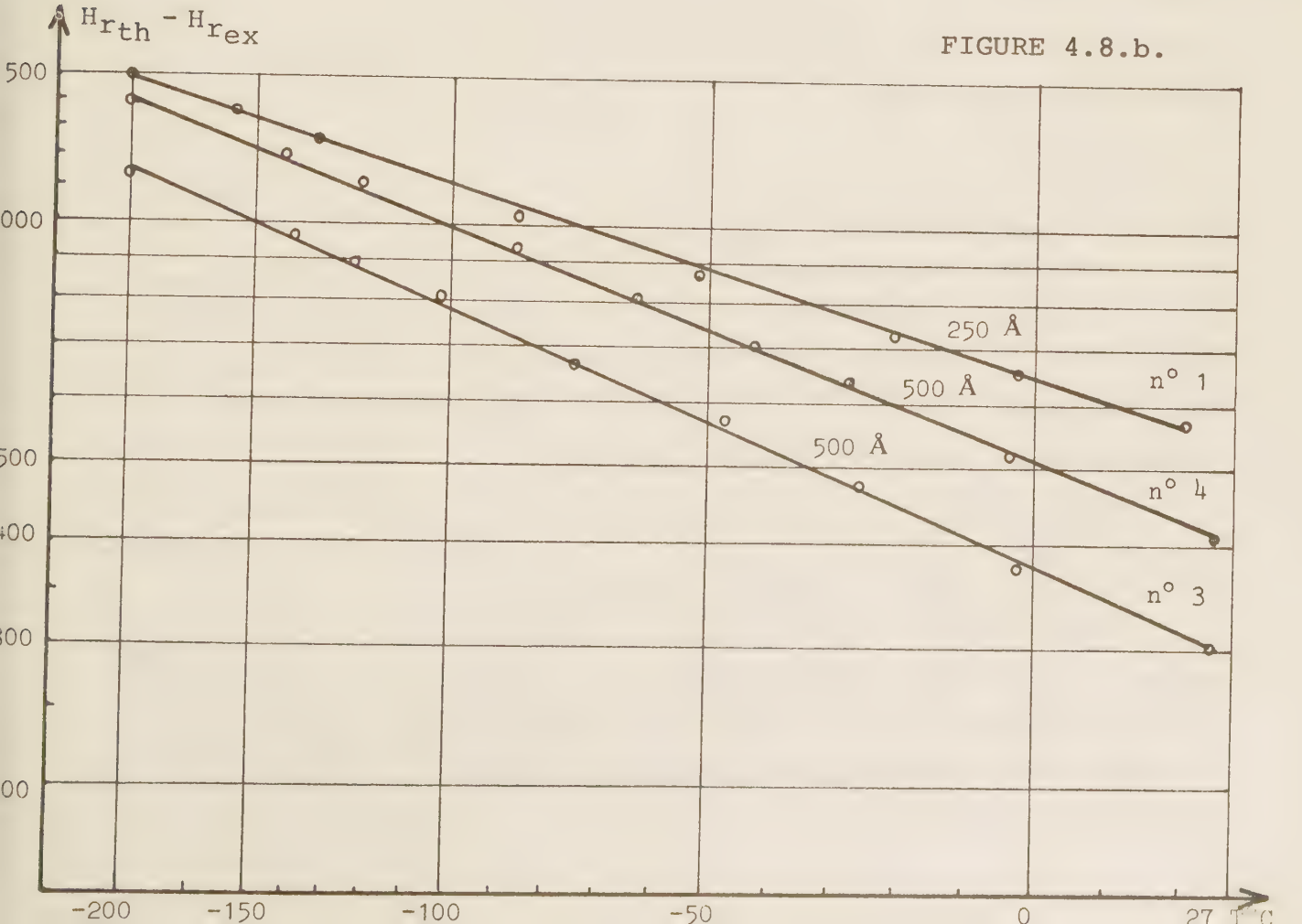


FIGURE 4.8.b.



4.4. EXPLOITATION DES RESULTATS

4.4.1. DETERMINATION DES CONDITIONS AUX LIMITES

Si l'on veut retrouver théoriquement les courbes expérimentales, on doit prendre pour ζ une valeur négative voisine de -2.10^7 rd/m (comparaison des figures 1.11 et 4.3).

Cette valeur est comparable à k_1 et k_2 donc seule la condition aux limites sur l'aimantation (voir paragraphe 1.7) $\zeta m + \frac{\partial m}{\partial z} = 0$ peut être retenue.

On sait en outre [17] que ζ est relié à la constante d'énergie de surface K_S par la relation : $K_S = - \zeta \cdot A$.

On peut alors calculer K_S. On trouve :

$$K_S = 0{,}2 \text{ erg/cm}^2 \quad .$$

Cette valeur est comparable à celle trouvée par une autre méthode de mesure [SOHOO 28]. On remarque que cette valeur est légèrement inférieure à celle trouvée par NEEL [29]. Dans son calcul théorique, ce dernier n'a tenu compte que des spins immédiatement voisins, ce qui n'est, en fait, qu'une approche du problème.

4.4.2. VALEUR DE ν_m

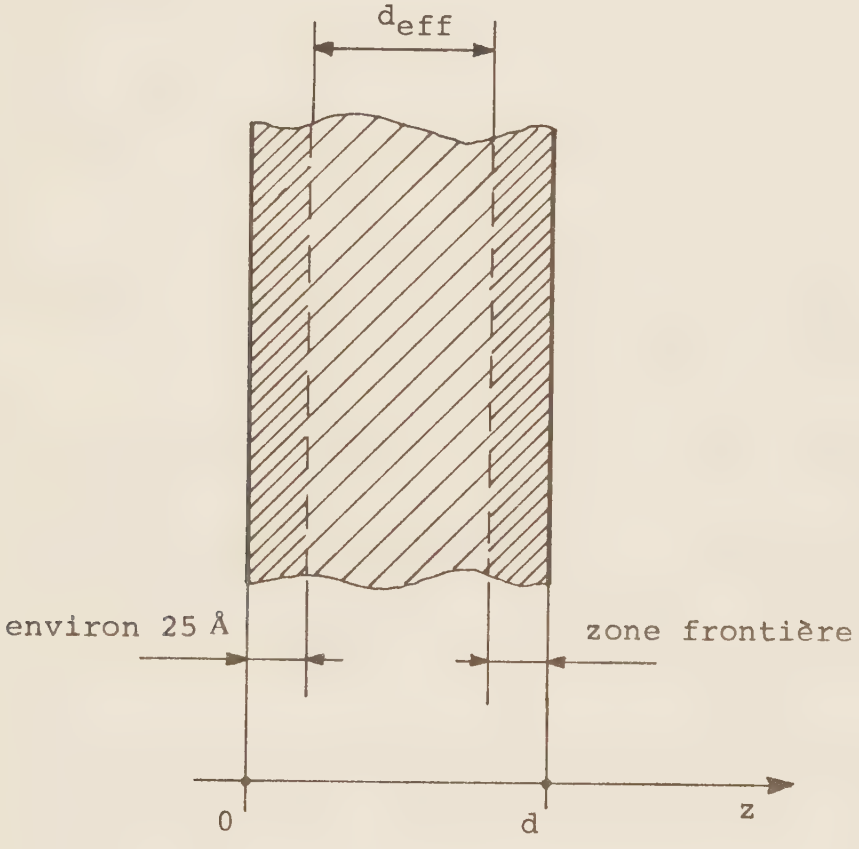
La largeur des raies obtenues est liée à la fréquence de relaxation magnétique. On doit prendre : $\nu_m = 4{,}5 \cdot 10^9$ Hz pour trouver théoriquement une largeur de raie de 300 Œ.
On remarque que la relation [7] : $\nu_m = \gamma \cdot \frac{\Delta H}{2}$
conduit sensiblement au même résultat.

4.4.3. NOTION D'EPAISSEUR EFFECTIVE

Pour qu'il y ait une bonne similitude entre courbes théoriques et courbes expérimentales, on constate qu'il est nécessaire de diminuer l'épaisseur réelle des échantillons de 50 Å environ. Il en résulte une épaisseur effective inférieure à l'épaisseur réelle.

Physiquement, on peut attribuer ceci au fait que, sur la surface des échantillons (donc sur quelques dizaines d'ANGSTRÖM) le matériau magnétique n'est pas saturé car les domaines magnétiques en surface ont des orientations différentes de celles des domaines au coeur du matériau (figure 4.9).

FIGURE 4.9.



Dans ces zones frontières, les valeurs calculées pour k_1 et k_2, donc pour Z_s, ne sont pas valables.

Cette notion d'épaisseur effective avait déjà été envisagée par certains auteurs [30].

4.4.4. RELATION $k_{spin} = n \frac{\pi}{d}$

Il est difficile de vérifier cette loi de dispersion des ondes de spin. En effet, sur les enregistrements effectués

on n'observe pas suffisamment de pic de résonance (pour une même épaisseur) pour pouvoir donner une conclusion valable.

Cependant, en comparant les résultats d'une épaisseur avec une autre, il apparaît que la loi k proportionnel à 1/d est vérifiée si l'on fait $n = 1$.

Par exemple, pour d = 250 Å et à température ordinaire, l'écart entre la résonance principale et l'onde de spin qui apparaît est de 4 700 Œ (figure 4.4). La loi de dispersion classique : $\omega = \omega_r + \omega_{ex} a^2 k^2$ devient, en supposant n = 1 :

$$\omega - \omega_r = \frac{\omega_{ex} a^2 \pi^2}{d^2} .$$

En posant ΔH_s = écart en champ entre les deux pics de résonance, on aura :

$$\frac{\omega - \omega_r}{2\pi\gamma} = \Delta H_s = \frac{\omega_{ex} a^2 \pi^2}{2\pi\gamma d^2} ,$$

d'où la valeur de l'épaisseur effective expérimentale :

$$d_{eff} = \sqrt{\frac{\omega_{ex} a^2 \pi^2}{2\pi\gamma \cdot \Delta H_s}} .$$

L'application numérique donne, pour d = 250 Å et ΔH_s = 4 700 Œ :

$$d_{eff} = 220 \text{ Å} .$$

Ce calcul, fait pour chaque épaisseur, montre que l'on a, dans tous les cas, n = 1.

4.4.5. VARIATION DU CHAMP DE RESONANCE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

Sur tous les enregistrements effectués, on trouve que le champ expérimental de la résonance ferromagnétique est plus faible que le champ théorique. Cette différence vient essentiellement du fait que l'on a négligé (voir paragraphe 1.3) le champ d'anisotropie interne.

Sur les figures 4.8.a et 4.8.b, on constate que la relation :

$$\ell n\left(H_{r_{th}} - H_{r_{ex}}\right) = f(T^2)$$

est sensiblement linéaire pour les différents échantillons étudiés.

Nous avons donc une loi de la forme :

$$H_{r_{th}} - H_{r_{ex}} = K\ e^{-(T/T_A)^2} .$$

La différence $H_{r_{th}}-H_{r_{ex}}$ représente le champ H_A dû à l'anisotropie interne.

BOZORTH et WILLIAMS [37] ont donné une relation empirique de la forme :

$$H_A = H_{A_0}\ e^{-(T/T_A)^2}$$ dans laquelle :

H_{A_0} est la valeur du champ d'anisotropie à 0 K et T_A une constante du matériau dépendant de sa structure.

Il semble que cette loi soit vérifiée. Cependant, les constantes varient sensiblement d'un échantillon à l'autre d'une façon aléatoire (pour une même épaisseur et d'une épaisseur à l'autre).

Nous pensons que cela vient du fait que ces mesures ont été faites sur des polycristaux, et il est probable que le champ d'anisotropie interne dépend de la façon dont sont réalisés ces échantillons (en fait, de la structure interne du polycristal).

En prenant une moyenne de l'ensemble des résultats, nous trouvons :

$$H_A = 1500\ e^{-(T/260)^2}$$

H_A : champ d'anisotropie (en Œ) ; T : température (en K).

Cette hypothèse justifie l'écart que l'on observe aussi à température ordinaire entre le champ théorique (13 820 Œ) et le champ expérimental de la résonance principale.

C O N C L U S I O N

Le pont hyperfréquence proposé, ainsi que l'ensemble modulateur-démodulateur synchrone, nous ont permis de mettre en évidence les variations, même très faibles, dues aux singularités de l'impédance de surface des échantillons étudiés.

Les enregistrements effectués montrent que le modèle électromagnétique est correct, car nous avons bien trouvé expérimentalement les singularités que laissait prévoir la théorie.

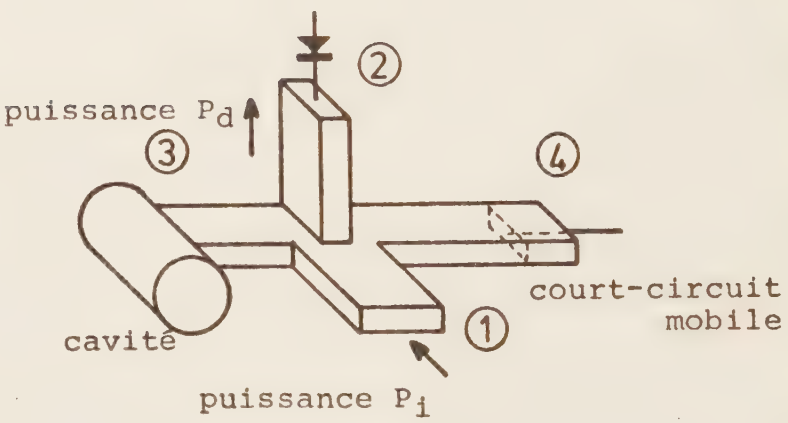
Il serait évidemment intéressant de faire des mesures sur des lames minces de Nickel, obtenues à partir de monocristaux, afin de diminuer la fréquence de collision électrique ν_e et de se rapprocher des conditions de plasma magnétique à basse température.

Enfin, on peut vérifier la validité du modèle électromagnétique proposé en faisant des mesures, soit à des fréquences très différentes, soit sur d'autres matériaux ferromagnétiques conducteurs (tels que $CuCr_2Se_4$) ou semiconducteurs (tels que $CdCr_2Se_4$).

Annexe 1

REGLAGE DU DISCRIMINATEUR HYPERFREQUENCE

Supposons que le discriminateur soit réalisé avec un té magique.



La puissance sur le détecteur s'écrit :

$$P_d = \frac{1}{4} P_i \left| R_{c_4} - R_{c_3} \right|^2 .$$

Pratiquement, la cavité est au couplage critique, dans l'état non perturbé. Le coefficient de réflexion de la branche (3) s'écrit donc, lorsqu'on applique un champ magnétique (voir relation 2.11) :

$$R_{c_3} = \frac{1}{2} \frac{\delta Z_{es}}{Z_g} = \frac{1}{2} \frac{\delta R_{es}}{Z_g} + j \frac{1}{2} \frac{\delta X_{es}}{Z_g} \quad ,$$

$\delta Z_{es} = \delta R_{es} + j \delta X_{es}$ étant les variations d'impédance de la cavité, dues aux variations δZ_s de l'impédance de surface.

Dans la branche (4) la position du court-circuit étant quelconque a priori, le coefficient de réflexion s'écrit donc :

$$R_{c_4} = R_c + j X_c \quad .$$

Compte tenu de ces remarques, la puissance sur le cristal est alors :

$$P_d = \frac{1}{4} P_i \left| R_c + j X_c - \frac{1}{2} \frac{\delta R_{es}}{Z_g} - j \frac{1}{2} \frac{\delta X_{es}}{Z_g} \right|^2 .$$

REGLAGE SUR L'ABSORPTION (discriminateur d'amplitude)	REGLAGE SUR LA DISPERSION (discriminateur de phase)

La position du court-circuit est réglée de façon que :

R_{c_4} soit purement réel	R_{c_4} soit purement imaginaire,
$R_{c_4} = R_c$ et $X_c \equiv 0$.	$R_{c_4} = j\,X_c$ et $R_c = 0$.

La relation précédente devient alors :

$$P_d = \frac{1}{4} P_i R_c^2 \left| 1 - \frac{1}{2}\frac{\delta R_{es}}{R_c Z_g} - j\,\frac{1}{2}\frac{\delta X_{es}}{R_c Z_g} \right|^2 . \qquad P_d = \frac{1}{4} P_i X_c^2 \left| 1 - \frac{1}{2}\frac{\delta R_{es}}{jX_c Z_g} - \frac{1}{2}\frac{\delta X_{es}}{X_c Z_g} \right|^2 .$$

En se limitant aux approximations du premier ordre, on obtient :

$$P_d = \frac{1}{4} P_i R_c^2 \left| 1 - \frac{\delta R_{es}}{R_c Z_g} \right| . \qquad P_d = \frac{1}{4} P_i X_c^2 \left| 1 - \frac{\delta X_{es}}{X_c Z_g} \right| .$$

La puissance reçue par le cristal est bien fonction de :

la partie résistive	la partie réactive

de l'impédance de la cavité.

Sur l'abaque de Smith, on peut retrouver ce résultat.

La cavité étant au couplage critique, $R_{c_3} \equiv 0$.

A partir du point 0, on peut donc porter les variations :

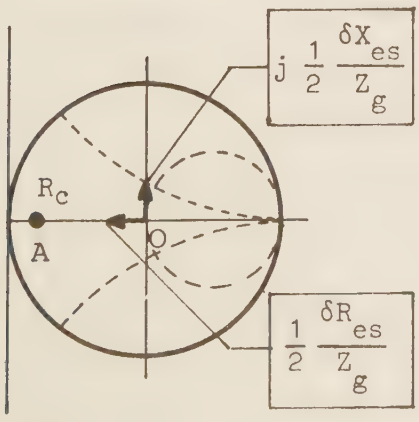
$$\frac{1}{2}\frac{\delta R_{es}}{Z_g} \quad \text{et} \quad j\,\frac{1}{2}\frac{\delta X_{es}}{Z_g} .$$

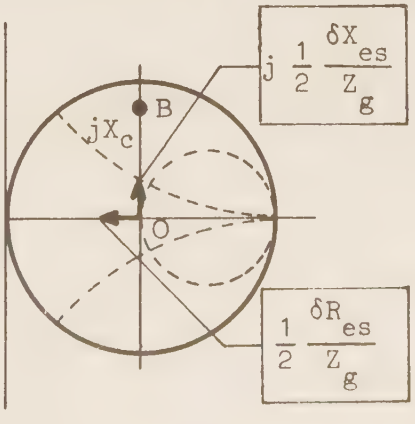
Le point représentatif de la branche 4 se trouve alors :

sur l'axe réel, en un point A.	sur l'axe imaginaire, en un point B.

La valeur de $|R_{c_4} - R_{c_3}|$ est donc sensiblement égale à :

$$|R_{c_4} - R_{c_3}| \;\#\; R_c - \frac{1}{2}\frac{\delta R_{es}}{Z_g} . \qquad |R_{c_4} - R_{c_3}| \;\#\; X_c - \frac{1}{2}\frac{\delta X_{es}}{Z_g} .$$





Annexe 2

CALCUL DU COEFFICIENT DE REMPLISSAGE

Nous avons posé par définition : $\eta = \dfrac{\int_{v_e} |h_t|^2 \, dv}{\int_{v_c} |h|^2 \, dv}$,

v_e : volume utile de l'échantillon ;
v_c : volume de la cavité.

Compte tenu de l'expression des champs à l'intérieur de la cavité (voir relation 2.23), on peut calculer le terme :

$$\int_{v_c} |h|^2 \, dv = \int_0^R r \, dr \int_0^L dz \int_0^{2\pi} d\phi \; |h|^2 \quad .$$

On trouve :

$$\int_{v_c} |h|^2 \, dv = H_0^2 \, v_c \left(\frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^2 J_1^2\left(\frac{2\pi R}{\lambda_c}\right)\left(1 - \frac{1}{\nu_{11}^2}\right) \quad .$$

De même, on peut calculer le terme $\int_{v_e} |h_t|^2 \, dv$.

En fait, l'échantillon étant de très faible volume , on peut considérer que h_t est constant dans tout l'échantillon.

On a donc pratiquement : $\vec{H}_{\text{échantillon}} \# \left| \begin{array}{l} H_z = 0 \\ H_r = H_0 \dfrac{\lambda_c}{\lambda_g} \cdot \cos \phi \\ H_\phi = 0 \end{array} \right.$.

Le terme $\int_{v_e} |h|^2 \, dv$ est donc égal à :

$$\int_{v_e} |h|^2 \, dv = \frac{1}{2} H_0^2 \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_g} \right)^2 v_e \quad .$$

Compte tenu de la relation : $1/\lambda^2 = (1/\lambda_g^2) + (1+\lambda_c^2)$, le facteur de remplissage s'écrit alors :

$$\eta = \frac{2}{\left(1 + \frac{\lambda_g^2}{\lambda_c^2}\right)\left(1 - \frac{1}{\nu_{11}^2}\right) J_1^2(\nu_{11})} \times \frac{v_e}{v_c} \quad .$$

Pour le mode TE_{114} et pour une cavité telle que : $\frac{L}{2R} = 1$, on a :

$$\nu_{11} = 1{,}8412 \qquad \text{et} \qquad J_1(\nu_{11}) = 0{,}5820$$

d'où la relation numérique approchée : $\eta \# 8 \frac{v_e}{v_c}$.

Annexe 3

CALCUL DU RAPPORT $(S/B)_s$ EN SORTIE

METHODE DE LA DECOMPOSITION SPECTRALE

Les spectres énergétiques de $s(t)$ et de $\tilde{b}(t)$ sont représentés respectivement figure A.1 et figure A.2.

Après multiplication par la référence, le signal s'écrit : $h(t) = \left(s(t) + \tilde{b}(t)\right) \cdot s(t)$.

On aura alors : $H(f) = \left(S(f) + B(f)\right) * R(f) = H_1(f) * H_2(f)$. Dans cette dernière relation, le signe * désigne l'opération de convolution ;
$S(f)$, $B(f)$, $R(f)$, $H(f)$ sont les transformées de FOURIER de $s(t)$, $\tilde{b}(t)$, $r(t)$, $h(t)$;
de même, $H_1(f) = S(f) * R(f)$ et $H_2(f) = B(f) * R(f)$ sont les transformées de $h_1(t) = s(t) \cdot r(t)$ et $h_2(t) = \tilde{b}(t) \cdot r(t)$.

En fait, $H_1(f)$ représente aussi le spectre du signal après multiplication (figure A.3); de même, $H_2(f)$ représente le spectre du bruit après multiplication (figure A.4) - (on suppose que le déphasage ϕ entre la référence $r(t)$ et le signal $s(t)$ est nul).

Si, après la multiplication, on fait un filtrage de $h(t)$ avec un filtre linéaire (type RC par exemple), dont la réponse spectrale est représentée figure A.5, seules les composantes de $H(f)$, telles que $-1/2\pi\tau \leqslant f \leqslant 1/2\pi\tau$ sont susceptibles d'être transmises.

FIGURE A.1

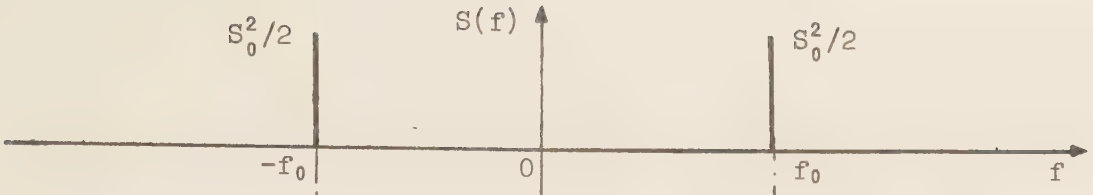


FIGURE A.2

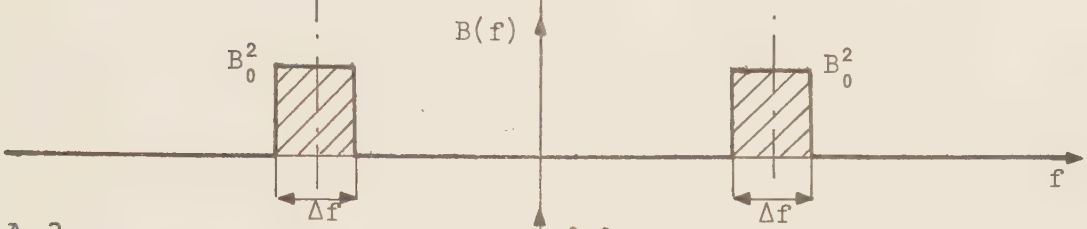


FIGURE A.3

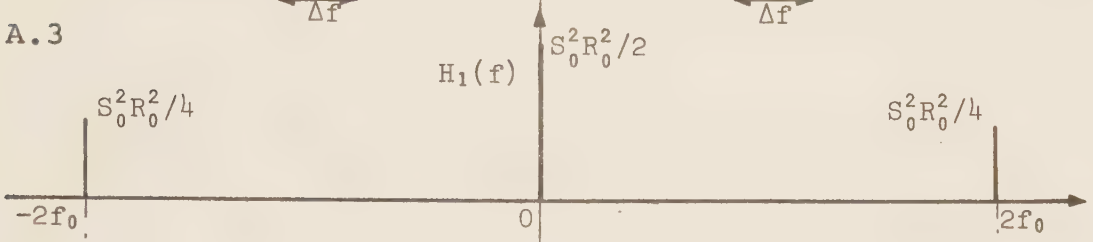


FIGURE A.4

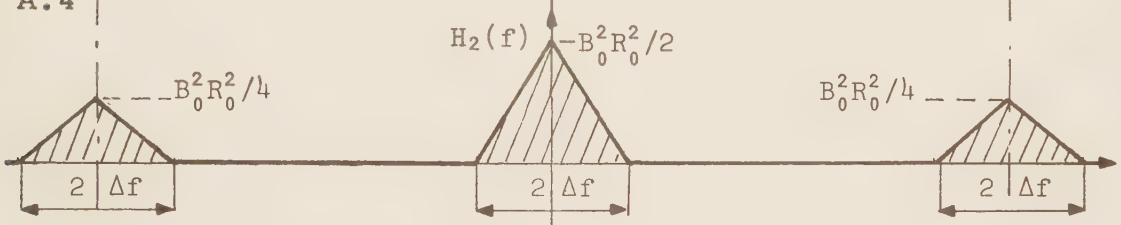


FIGURE A.5

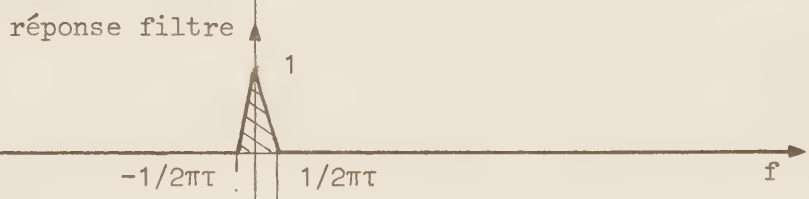


FIGURE A.6

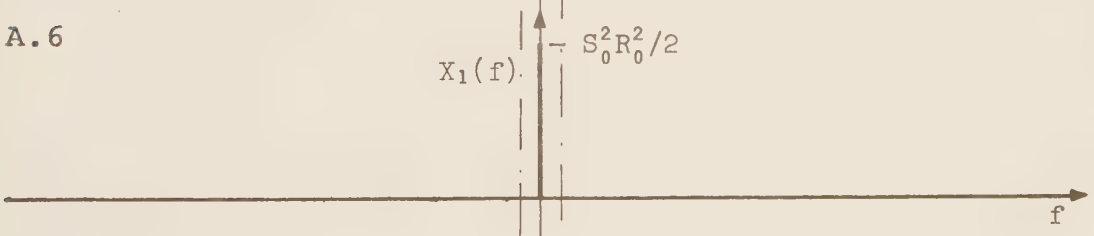
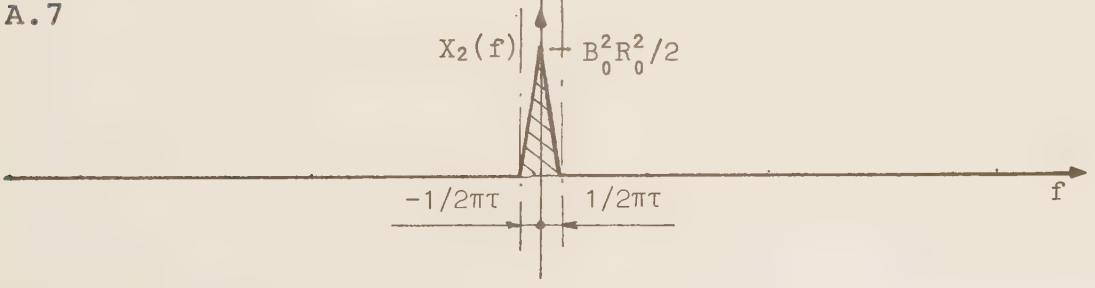


FIGURE A.7



A la sortie du filtre linéaire, on aura un signal $x_1(t)$ et un bruit $x_2(t)$ dont les composantes spectrales $X_1(f)$ et $X_2(f)$ sont représentées figure A.6 et A.7 .

La puissance du signal en sortie s'écrit :

$$P_s = \frac{S_0^2 \; R_0^2}{2} \quad .$$

La puissance du bruit en sortie s'écrit :

$$P_b = \frac{B_0^2 \; R_0^2}{2} \times \frac{1}{2\,\tau} \quad .$$

D'où le rapport :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_s = 2\,\tau \; \frac{S_0^2}{B_0^2} \quad .$$

B I B L I O G R A P H I E

[1] A.V. BLANK, M.I. KAGANOV
Sov. Phys. USPEKHI, *10* n° 4 (1968)

[2] O.A. PANCHENKO, P.P. LUTSISHIN, V.G. PTUSHINSKII
Sov. Phys. J.E.T.P., *29* n° 1 (1969)

[3] D.G. LOMINADZE, M.A. SAVCHENKO, K.N. STEPANOV
Sov. Phys. J.E.T.P., *26* n° 4 (1968)

[4] W.S. AMENT, G.T. RADO
Physical Review, *97* n° 6 (1955)

[5] V.G. VESELAGO
Sov. Phys. USPEKHI, *10* n° 4 (1968)

[6] J.A. OSBORN
Physical Review, *67* n° 11 et 12 (1945)

[7] B. LAX, K.J. BUTTON
Microwave ferrites and Ferrimagnetics - p. 167
Mc Graw Hill Co (1967)

[8] C. VITTORIA, G.C. BAILEY, R.C. BAKER, A. YELON
Physical Review B, *7* n° 5 (1973)

[9] M.C. STEELE, B. VURAL
Wave interaction in solid state plasmas - p. 164
Mc Graw Hill Co (1969)

[10] M. BOUTHINON, C. MONLLOR, J. CHILO
Physica St. Sol. A, *14* n° 1 (1972)

[11] M. BOUTHINON, C. MONLLOR, J. CHILO
Physica St. Sol. B, *19* (sept. 1973)

[12] M. BOUTHINON
Thèse de Docteur ès Sciences
Université de Grenoble (à paraître fin 1973)

[13a] E.A. KANER, V.G. SKOBOV
Plasma effects in metals - p. 13
Taylor and Francis Ltd (1971)

[13b] A.V. BLANK, M.I. KAGANOV
Sov. Phys. J.E.T.P., *22* n° 3 (1966)

[15a] A.I. AKHIEZER, V.G. BAR'YAKHTAR, S.V. PELETMINSKII
Spin waves - p. 33
North-Holland Pub. Co (1968)

[15b] M. OKOCHI
Jl of Phys. Soc. of Japan, *28* n° 4 (1970)

[17] A.J. BERTEAUD
Jl de Phys. Colloque C2, *29* (1968)

[18] P. PINCUS
Phys. Review, *118* n° 3 (1960)

[19] C. MONLLOR
Publication interne - Lab. d'Electromagnétisme (à paraître 1973)

[20a] G. BOUDOURIS
Annales des Télécommunications, 19 n° 3-4 (1964)
[20b] R.A. WALDRON
Theory of guided electromagnetic waves - p. 292
Van Nostrand Co (1970)
[22] G. FEHER
Bell System Technical Jl, p. 449 (mars 1957)
[23] C.G. MONTGOMERY
Technique of microwave measurements - 11 p. 297
Mc Graw Hill Co (1947)
[24] T.H. WILMBURT, W.A. GAMBLING
Jl Electronics and Control, 13 n° 4 (1962)
[25] C.P. POOLE
Electron spin resonance - p. 394
Interscience Pub. (1967)
[26] Y. POIZAT
Thèse du C.N.A.M.
Université de Grenoble - Lab. Electromagnétisme (1971)
[27] S.V. VONSOVSKII
Ferromagnetic resonance - p. 184
Pergamon Press (1966)
[28] R.F. SOOHOO
Phys. Review, 131 n° 2 (1963)
[29] L. NEEL
Jl de Physique et le Radium, 15 n° 4 (1954)
[30] G.T. RADO, J.R. WEERTMAN
Jl Phys. Chem. Solids, 11, p. 322 (1959)
[31] R.M. BOZORTH
Ferromagnétisme - p. 569
Van Nostrand Co (1959)
[32] N.M. BLACHMAN
Noise and its effect on communication - p. 95
Mc Graw Hill Co (1966)
[33] P. GRIVET, R. LEGROS
Physique des circuits - p. 181
Masson et Cie (1960)
[34] P. GRIVET, A. BLAQUIERE
Le bruit de fond - chapitres I et II
Masson et Cie (1958)
[35] A. BLANC-LAPIERRE, B. PICINBONO
Propriétés statistiques du bruit de fond - p. 62
Masson et Cie (1968)
[36] HEWLETT-PACKARD
TOS-mètre type 415.E - Notice technique
[37] R.M. BOZORTH, H.J. WILLIAMS
Phys. Review , n° 56, p. 837 (1939).

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le 4 Septembre 1973

Le Président de la thèse

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

Le Président de l'Université
Scientifique et Médicale